This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

Oberlin College Library
JUL 26 1943

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**
vereinigt mit dem
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik
begründet von **Johannes Stark**
herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**
unter Mitwirkung der
Physikalisch-Technischen Reichsanstalt
Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 13.20, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet.
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 7/8 | Ausgegeben im April 1943 Nr. 1115/10. Printed in Germany | 44. Jahrgang

INHALT:

Max Planck zum 85. Geburtstag

Abhandlungen:

R. Jaeger, Die Bleiäquivalenz von Thorium gegenüber Röntgenstrahlen und Radium-γ-Strahlung. S. 153–156.

E. Buchwald, Die chromatische Linse als Farbgeber. S. 156–163.

E. Bagge, Die Bedeutung der Ionendiffusion für den Aufbau der Ionosphäre. S. 163–167.

F. G. Houtermans und I. Bartz, Über den Kernphotoeffekt im Beryllium. S. 167–176.

E. Brüche, Zum Entstehen des Elektronenmikroskops. S. 176–180.

Nachrichten: S. 180.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Reproduced and Distributed in the Public Interest by
THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

Versilberung Maßstäbe auf Glas

in größter Präzision

Okularmikrometer, Objektivmikrometer, Strichplatten für wissenschaftl. Institute, Fabriken, Lehranstalten

Über 35jährige Erfahrung in der Herstellung von Spezialteilungen nach jeder Angabe.

Oberflächenbelege in Gold, Silber, Kupfer und Blei mit und ohne Schutzlack, sowie durchsichtige Belege in jeder Abstufung.

Verkupferung und sonstige Verspiegelung von Glas, Quarz u. Kunststoffen für wissenschaftl., optische photograph. und technische Zwecke.

Hitzebeständige, wetterfeste u. tropensichere Versilberung u. Verkupferung für Scheinwerfer, Prismen usw. für wehrtechn. Zwecke.

Alle ausgeführten Arbeiten in Ia Qualität.

Albert **Sass** BERLIN

Fernspr. 72 43 30

FUESS

MESSGERÄTE

für Wissenschaft und Technik

Meteorologische und Flugzeugbordgeräte

Optische Instrumente

Wasserwirtschaftliche und strömungstechnische Meßgeräte

R. FUESS BERLIN

Theoretische Grundlagen und Anwendungen der

MODULATION

in der elektrischen Nachrichtentechnik

Von

Postrat Dr.-Ing. ERNST PROKOTT, Berlin

IX, 204 Seiten mit 147 Abb. 8°. April 1943

Brosch. 14.50 RM. / Geb. 16,— RM.

Modulation und Demodulation bilden Kernprobleme der elektrischen Nachrichtentechnik und sind im weiteren Sinne die Grundlagen jeder Nachrichtenübermittlung. Erst die Modulationsanordnung machte die Hochfrequenzanlage zum Nachrichtensender, ebenso wie die Demodulationseinrichtung sie zum Empfänger stempelt. Bei der Übertragung mit Leitungen liegen die Verhältnisse ähnlich. Das ist bei der Trägerstromtechnik ohne weiteres einzusehen. Aber auch beim Arbeiten ohne Trägerstrom kann man im weiteren Sinne von einer Modulation im Mikrophon und von einer Demodulation im Telephon sprechen, wobei diese Vorgänge wieder grundlegend für die ganze Übertragung sind. Das Buch wird jedem, der Vertiefung der Kenntnis der Modulationsvorgänge sucht, einen großen Dienst leisten.

VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG

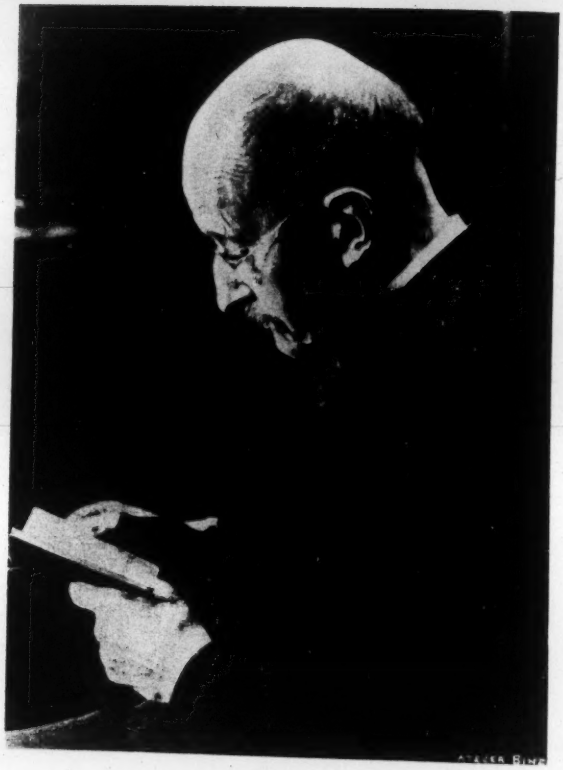
Ultra-Thermostat

nach Höppler

Temperatur-Konstanz ± 0.005°

für angeschlossene Apparate und eingestellte Gegenstände

Gebrüder Haake, Dresden



M. Planck

ZUM FÜNFUNDACHTZIGSTEN GEBURTSTAG

am 23. April 1943

This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT
vereinigt mit dem
JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 7/8 — 15. April 1943 — Redaktionsschluß für Nr. 9 am 15. April 1943 — 44. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Jaeger, Die Bleiäquivalenz von Thorium gegenüber Röntgenstrahlen und Radium-γ-Strahlung. S. 153.

E. Buchwald, Die chromatische Linse als Farbgeber. S. 156.

E. Bagge, Die Bedeutung der Ionendiffusion für den Aufbau der Ionosphäre. S. 163.

F. G. Houtermans und I. Bartz, Über den Kernphotoeffekt im Beryllium. S. 167.

E. Brüche, Zum Entstehen des Elektronenmikroskops. S. 176.

Nachrichten. S. 180.

ABHANDLUNGEN

Die Bleiäquivalenz von Thorium gegenüber Röntgenstrahlen und Radium-γ-Strahlung

Von Robert Jaeger

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Nachdem bereits 1940 Herr Dr. Zeiller von der Auer-Gesellschaft, Berlin, verschiedene Thoriumproben auf ihre Bleiäquivalenz gegenüber Röntgenstrahlen hatte untersuchen lassen, wurde neuerdings von Herrn Dr. W. Franke (Frankfurt a. M.) eine Anzahl von Thoriumblechen eingesandt, die auf seinen Antrag hin auf ihren Bleigleichwert untersucht wurden.

Die Ergebnisse der früheren Messungen, die aus äußeren Gründen abgebrochen werden mußten, stehen mit den an den neuen Proben gefundenen Werten in Einklang. Die an einer größeren Anzahl von Proben in einem weiter ausgedehnten Härtebereich (15 kV bis 300 kV) durchgeführten neuen Messungen werden auf Anregung von Herrn Franke im folgenden mitgeteilt. Dabei sind die Werte, die an den von Herrn Zeiller eingesandten Proben gefunden wurden, mit berücksichtigt.

Ob und wieweit ein Austausch von Thorium gegen Blei möglich ist, soll nicht erörtert werden. Doch sei darauf hingewiesen, daß Thorium für manche Zwecke viel günstigere mechanische Eigenschaften aufweist als Blei und ferner, wie aus den weiter unten wiedergegebenen Werten hervorgeht, in bestimmten Härtebereichen eine nicht unerhebliche Gewichtsersparnis ermöglichen würde. Dabei können natürlich nur solche Anwendungen in Frage kommen, bei denen die radioaktive Eigenstrahlung des Thoriums keine Nachteile mit sich bringt.

In diesem Zusammenhang sei auf eine Arbeit von K. G. Zimmer (1943) über Strahlenschutzstoffe für radiumtherapeutische Geräte aus Uran und aus anderen Metallen mit Uraneinlagen hingewiesen (vgl. später).

Die von Herrn Zeiller überlassenen Thoriumbleche mit den Dicken

0,71 1,07 2,0 2,35 2,70 und 3,35 mm

hatten einen Durchmesser von rund 7 cm und waren von graumetallischer Farbe. Ihr spezifisches Gewicht betrug im Mittel 11,4. Die Bleche von Herrn Franke hatten 12 cm quadratische Seitenlänge und die Dicken

0,2 0,3 0,5 1,0 und 2,0 mm.

Sie hatten dunkelgraues metallisches Aussehen. Ihr spezifisches Gewicht betrug 11,7.

Um ihren Bleigleichwert festzustellen, wurden die Bleche in den Gang eines zwischen ihnen und dem Meßgerät auf rund 4 mm Durchmesser ausgeblendeten Röntgenstrahlenbündels gebracht. Die durch die Bleche hervorgerufene Schwächung der Röntgenstrahlung wurde ionometrisch mit Hilfe eines hochempfindlichen Fadenelektrometers gemessen. Sodann wurden Bleifolien bekannter Dicke an die Stelle der Thoriumbleche gebracht und diejenigen Bleidicken ermittelt, die die Strahlen in gleichem Maße schwächen wie das Thorium. Bei derartig eng ausgeblendeten Feldern geben die gefundenen Zahlenwerte eine obere Grenze für die Bleiäquivalenz, da eine von dem Material ausgehende Streustrahlung nicht mitgemessen wird. Bei einem Stoffe mit so hohem Schwächungskoeffizienten wie Thorium ist jedoch dieser Einfluß zu vernachlässigen. Die enge Ausblendung

Reproduced and Distributed in the Public Interest by THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

wirkt außerdem in dem Sinne, daß eine Eigenstrahlung des Thoriums einen verschwindenden Einfluß hat; er blieb bei der vorliegenden Meßanordnung unterhalb des Meßfehlers.

Wie aus Abb. 1 hervorgeht, die den Verlauf des Schwächungskoeffizienten μ/ϱ für *Th* und *Pb*

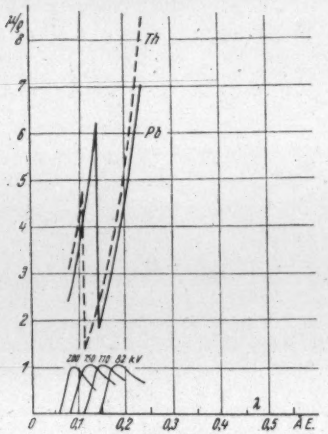


Abb. 1. Schwächungskoeffizienten μ/ϱ für *Th* und *Pb* in der Nähe der *K*-Absorptionskanten und ungefährer Verlauf der Bremsspektren einiger der benutzten Strahlengemische.

wiedergibt, muß die Bleiäquivalenz für verschieden harte Strahlengemische ganz verschieden ausfallen. Maßgebend dafür sind die Absorptionskanten, die folgende Werte haben:

$$Ka_{Th} = 0{,}11\ \text{Å}, \quad Ka_{Pb} = 0{,}14\ \text{Å}.$$

Außerdem sind bei sehr weichen Strahlungen noch die *L*-Kanten zu berücksichtigen:

$$Th_{L_I} = 0{,}76\text{Å}, \quad Th_{L_{II}} = 0{,}63\text{Å}, \quad Th_{L_{III}} = 0{,}60\text{Å},$$
$$Pb_{L_I} = 0{,}95\text{Å}, \quad Pb_{L_{II}} = 0{,}81\text{Å}, \quad Pb_{L_{III}} = 0{,}78\text{Å}$$

Die unterhalb der Kurven angedeuteten Bremsspektren lassen erkennen, daß bei mittleren Röhrenspannungen von rund 110–150 kV Blei stärker absorbiert als Thorium, während es bei Spannungen unterhalb 82 kV oder sehr stark gefilterter Strahlung oberhalb 200 kV umgekehrt sein muß. Die Bleiäquivalenz ist also nicht nur von der Spannung, sondern in gewissem Umfang auch von der Filterung abhängig.

Die Messungen wurden an Röntgenapparaten mit konstanter Gleichspannung ausgeführt, mit Ausnahme der Messungen von 190–300 kV, wobei eine Apparatur mit Villard-Schaltung benutzt wurde.

Die verwendeten Röhrenspannungen sind mit den entsprechenden Grenzwellenlängen des kurzwelligen Spektrums und den effektiven Wellenlängen in der folgenden Zahlentafel zusammengestellt. Die effektiven Wellenlängen sind dabei für die größten Filterdicken abgeschätzt, wobei das Bremsspektrum, wie aus dem Verlauf der gefundenen Kurve hervorgeht, die den Bleigleichwert in Abhängigkeit von der effektiven Wellenlänge wiedergibt, so stark homogenisiert ist, daß man für die effektiven Wellenlängen λ_{eff} mit dem Wert 1,25 λ_0 rechnen kann.

Zahlentafel I
Benutzte Röhrenspannungen und Wellenlängen

U_s (kV)	λ_0 (Å)	λ_{eff} (Å)
15	0,825	1,025
20	0,617	0,77
25	0,494	0,64
30	0,412	0,52
60	0,206	0,26
82	0,151	0,19
110	0,112	0,14
150	0,082	0,103
190	0,065	0,082
200	0,062	0,078
300	0,041	0,052

Der Wert 82 kV wurde gewählt, weil man bei dieser Spannung gerade die Wellenlänge der Absorptionskante von *Pb* überschritten hat und nur Wellenlängen vorkommen – soweit man von den sehr langwelligen *L*-Kanten absieht –, bei denen der Schwächungskoeffizient μ/ϱ von *Th* größer ist als der von *Pb*. Die Spannungen 110 und 150 kV schließen hauptsächlich das Gebiet zwischen den beiden Absorptionskanten ein, in dem sich das Absorptionsverhältnis umkehrt.

Um auch den Einfluß der *L*-Absorptionskanten zu erfassen, wurden Messungen zwischen 15 und 30 kV ausgeführt.

Wie sich der Einfluß der Filterung bei der Röhrenspannung 82 kV äußert, geht aus der folgenden Zahlentafel hervor.

Zahlentafel II
Einfluß der Filterung bei 82 kV

			1 mm *Th* entspricht
0,52 mm *Th*	entspricht	0,80 mm *Pb*	1,54 mm *Pb*
0,58 mm *Th*	„	0,91 mm *Pb*	1,57 mm *Pb*
0,67 mm *Th*	„	1,02 mm *Pb*	1,53 mm *Pb*
0,71 mm *Th*	„	1,07 mm *Pb*	1,51 mm *Pb*
0,80 mm *Th*	„	1,18 mm *Pb*	1,47 mm *Pb*
0,91 mm *Th*	„	1,32 mm *Pb*	1,45 mm *Pb*
1,00 mm *Th*	„	1,42 mm *Pb*	1,42 mm *Pb*

Bei 110 kV ist ein ähnlicher Gang vorhanden, da bei geringer Filterung noch weichere Komponenten außerhalb der *K*-Kanten von *Pb* mitgemessen werden, die schließlich in immer stärkerem Maße abgefiltert werden.

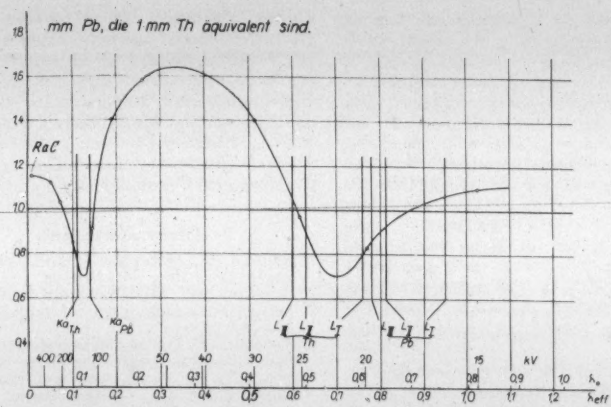


Abb. 2. Verlauf des Bleigleichwertes von *Th* von weicher Röntgenstrahlung (15 kV) an bis zur γ-Strahlung von *RaC*. Minima des Bleigleichwertes im Bereich der *K*- und *L*-Absorptionskanten von *Th* und *Pb*.

Zahlentafel III

Einfluß der Filterung bei 110 kV

			1 mm *Th* entspricht
1,00 mm *Th*	entspricht	1,0 mm *Pb*	1,00 mm *Pb*
1,35 mm *Th*	„	1,3 mm *Pb*	0,963 mm *Pb*
1,60 mm *Th*	„	1,5 mm *Pb*	0,94 mm *Pb*
1,80 mm *Th*	„	1,7 mm *Pb*	0,94 mm *Pb*
1,94 mm *Th*	„	1,8 mm *Pb*	0,93 mm *Pb*
2,11 mm *Th*	„	1,9 mm *Pb*	0,91 mm *Pb*
2,22 mm *Th*	„	2,0 mm *Pb*	0,90 mm *Pb*

Bei 150 kV liegt noch der Hauptteil des Bremsspektrums im Gebiet zwischen den *K*-Kanten, so daß die Schwächung von *Pb* die von *Th* übertrifft. Bis zu 2,5 mm *Th* entspricht 1 mm *Th* rund 0,85–0,86 mm *Pb*.

Bei 200 kV Röhrenspannung liegt ein großer Teil des Spektrums schon bei Wellenlängen, die kürzer sind als die K_{Th}-Kante; die Abhängigkeit von der Filterung ist sehr gering. Bis zu 3 mm *Th* entspricht 1 mm *Th* rund 1,03 mm *Pb*. Ähnlich ist es bei 300 kV.

Um nun ein zusammenhängendes Bild über den Verlauf des Bleigleichwertes in Abhängigkeit von der Strahlenhärte zu bekommen, wurde, soweit der Bleigleichwert von der Filterung stark abhängt, der Wert für die höchste Filterung bestimmt, bei dem also die Strahlung am stärksten homogenisiert ist. Die so ermittelten Werte sowie der weiter unten näher diskutierte Wert für die harte γ-Strahlung des Radium-*C* sind in Funktion der effektiven Wellenlänge in der folgenden Zahlentafel zusammengestellt.

Zahlentafel IV

Abhängigkeit des Bleigleichwertes von der effektiven Wellenlänge

λ_{eff}	mm *Pb*, die 1 mm *Th* entsprechen
1,025	1,10
0,77	0,84
0,64	0,99
0,52	1,40
0,26	1,60
0,19	1,40
0,14	0,90
0,103	0,85
0,082	1,00
0,078	1,03
0,052	1,13
γ-Strahlung *RaC*	1,16

Diese Werte sind in Abb. 2 aufgetragen, in die auch die *K*- und *L*-Absorptionskanten mit eingezeichnet wurden.

Für sehr harte Strahlung wie etwa die Gammastrahlung von *RaC* ergibt sich das Verhältnis der Schwächungskoeffizienten aus Werten von Ahmad (1924). Die Gammastrahlenabsorption setzt sich [Gentner (1937)] in großen Zügen zusammen aus der photoelektrischen Absorption τ_A, die mit Z^4 bis Z^5 ansteigt, wenn Z die Atomnummer des absorbierenden Atoms bedeutet, ferner der Compton-Absorption σ_A, die mit Z ansteigt, und der Absorption infolge Paarbildung, die mit Z^2 wächst, so daß der atomare Schwächungskoeffizient lautet:

$$\mu_A = c_1 Z^4 + c_2 \cdot Z + c_3 Z^2,$$

wobei eine bestimmte Wellenlänge angenommen wird.

Bei den schweren Elementen fällt also die reine Photoabsorption noch ins Gewicht, da sie mit Z^4 ansteigt.

Unter Berücksichtigung dieser Absorptionsverhältnisse hat K. G. Zimmer (1943) Versuche zur Schaffung neuer Strahlenschutzstoffe und Radiumapplikatoren aus Uran und anderen Metallen mit Uraneinlagen angestellt[1]). In seiner Veröffentlichung werden die Verhältnisse des Schwächungsvorgangs harter Gammastrahlung des Radiums in verschiedenen Metallen unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Ahmad analysiert. Bei Thorium ist $\mu_A = 2{,}66 \cdot 10^{-23}$, die Zahl der Atome $3{,}03 \cdot 10^{22}$, mithin der lineare Schwächungskoeffizient $\mu_{Th} = 0{,}81$ [cm^{-1}]. Der Wert für Blei ist $\mu_{Pb} = 0{,}70$ [cm^{-1}], also $\mu_{Th}/\mu_{Pb} = 1{,}16$.

Dieser Wert schließt sich gut dem Kurvenverlauf bei überharter Röntgenstrahlung an.

Aus Abb. 2 ist zu ersehen, daß der gesamte Verlauf der Kurve deutliche Minima des Bleigleichwertes zeigt, die in die Gebiete zwischen den Absorptionskanten von Thorium und Blei hineinfallen, wie es zu erwarten war.

Eine wesentliche Erhöhung des Bleigleichwertes findet man in dem Gebiet zwischen etwa 30 und 80 kV. Rechnet man dort mit einem mittleren Wert von 1,5, d. h. setzt man an, daß 1 mm *Th* 1,5 mm *Pb* äquivalent ist, so werden sich die äquivalenten Gewichte von *Pb* und *Th* verhalten wie 16,5 : 11,7. Man würde mithin eine Gewichtsersparnis von rund 30 Proz. erzielen. Da in diesem Spannungsgebiet jedoch sowieso nur geringe Bleidicken in Anwendung kommen, wird dieser Vorteil die höheren Kosten des Thoriums nicht aufwiegen.

Bei der Ausführung der Messungen halfen der Technische Sekretär Herr Emil Müller sowie Fräulein J. Borch.

Zusammenfassung

An Thoriumblechen der Auergesellschaft AG., Berlin, und der Firma Dr. W. Franke, Frankfurt a. M., wurde der Bleigleichwert metallischen Thoriums (spezifisches Gewicht 11,4 und 11,7) mit Röntgenstrahlung zwischen 15 kV und 300 kV Röhrenspannung bei zehn verschiedenen Härtegraden und verschieden starker *Pb*- bzw. *Th*-Filterung gemessen. Während im allgemeinen der Bleigleichwert von *Th* über 1 liegt, d. h. 1 mm *Th* mehr als 1 mm *Pb* entspricht, sinkt der Wert für effektive Wellenlängen, die zwischen den *K*- und *L*-Absorptionskanten von *Th* und *Pb* liegen, bis auf etwa 0,7 ab. Im Höchstfalle entspricht 1 mm *Th* rund 1,65 mm *Pb* ($\lambda_{eff} = 0{,}25$ Å), so daß in diesem Härtebereich eine Gewichtsersparnis gegenüber Blei im Mittel von rund 30 Proz. möglich wäre. Aus Werten von Ahmad folgt für die harte γ-Strahlung des *RaC* ein Bleigleichwert von 1,16, der sich gut den hier gefundenen Zahlen bei harter Röntgenstrahlung (300 kV) anschließt.

[1]) Für die Bekanntgabe dieser Arbeit schon vor ihrem Erscheinen in der Zeitschrift „Strahlentherapie" danke ich Herrn Dr. K. G. Zimmer bestens.

Literaturverzeichnis

1) Ahmad, N., Absorption of hard γ-rays by elements. Proc. Roy. Soc. (A) **105**, 507, 1924.
2) Gentner, W., Die Absorption, Streuung und Sekundärstrahlung harter γ-Strahlung. Physik. Zeitschr. **38**, 836, 1937.
3) Zimmer, K. G., Strahlenschutzstoffe für den Bau radiumtherapeutischer Geräte (Mitt. aus dem K.-W.-I. Berlin-Buch und dem Wissenschaftl. Labor. der Auer-Ges., Berlin). Strahlentherapie 1943. (Im Druck.)

Berlin-Charlottenburg, 24. Januar 1943.

(Eingegangen 6. Februar 1943)

Die chromatische Linse als Farbgeber

Von Eberhard Buchwald

1. Rubens und Wood[1]) haben, wie man sich erinnert, auf die Tatsache, daß eine Quarzlinse für das nahe und das ferne Ultrarot eine erheblich verschiedene Brechzahl besitzt, eine Methode zur Isolation langwelliger Wärmestrahlung gegründet: nur diese Strahlung wird auf einer Blende vereinigt und kommt dahinter zur Wirksamkeit, während die nicht gewünschte anderswo konzentriert wird oder gar divergent die Linse verläßt. Schon vorher hatte Lenard[2]) das gleiche Prinzip angewandt, als er die Wirkungen ultravioletten Lichts auf Gase untersuchte; später arbeiteten unter anderen Schütz[3]) und H. Schulz[4]) bei der Herstellung lichtstarker Polarisatoren damit. Jüngst haben Bothe und Ratzel[5]) danach einen Monochromator für

1) H. Rubens und R. W. Wood, Berl. Ber., 1122, 1910; Verh. d. Dt. Phys. Ges. **13**, 88, 1911.
2) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **1**, 486, 1900. Siehe dort S. 494: „Es wurde so erreicht, daß jedesmal nur diejenigen Strahlen ungehindert die Blende passieren konnten, in deren Bildebene sie sich befand, während die anders brechbaren Strahlen als Zerstreuungskreise auf ihr aufgefangen wurden."
3) W. Schütz, Zeitschr. f. Phys. **32**, 502, 1925; **34**, 545, 1925.
4) H. Schulz, Zeitschr. f. Phys. **33**, 183, 1925; Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 614, 1925.
5) W. Bothe und L. Ratzel, Zeitschr. f. Phys. **115**, 497, 1940.

praktisch homogene β-Strahlenbündel gebaut. Im folgenden wird gezeigt, wie es auch für die Farbenlehre fruchtbar gemacht werden kann, die ja neuerdings stärkerem Interesse begegnet; siehe etwa die Gründung des Deutschen Farbenausschusses, der das Ziel verfolgt, den unleugbaren Vorsprung der Amerikaner auf diesem Gebiet einzuholen.

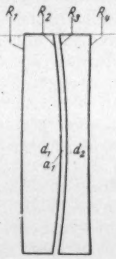


Fig. 1. Chromatisches Linsensystem.

Im Gegensatz zu dem üblichen Bestreben, achromatische Linsensysteme zusammenzusetzen, brauchen wir gerade eins von großer Chromasie, d. h. die Brennweiten etwa für paraxiale Strahlen sollen für die einzelnen Farben möglichst verschieden sein. Das wird beispielsweise von der Linsenkombination Fig. 1 erfüllt,

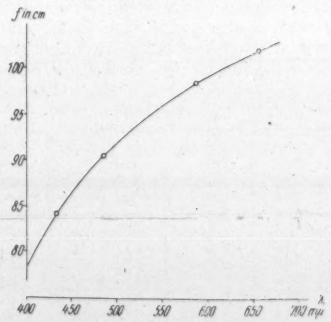


Fig. 2. Brennweite als Funktion der Wellenlänge.

auf die sich alle folgenden Rechnungen beziehen[6]). Die erste Linse ist aus Schwerflint SF 10 mit den Brechzahlen $n_{6563} = 1{,}72082$, $n_{5876} = 1{,}7283$, $n_{4341} = 1{,}76276$ und der Abbeschen Zahl $\nu = 28{,}3$. Die entsprechenden Zahlen für die zweite Linse (Schwerkron SK 11) sind 1,56101, 1,5638, 1,57554; 60,7. Die vier Krümmungsradien in Millimetern sind für die erste Linse $R_1 = +600{,}0$ und $R_2 = -168{,}2$, für die zweite $R_3 = -155{,}2$ und $R_4 = +598{,}38$. Die Dicken d_1 und d_2 der Linsen betragen 7,0 und 4,0 mm, ihr Abstand a_1 1,0 mm, der Linsenhalbmesser R 20,0 mm.

Aus diesen Daten ergeben sich die Bildschnittweiten für einen unendlich entfernten Achsendingpunkt als Funktion der Wellenlänge gemäß Fig. 2. Für die rote Wasserstofflinie 6563 ist $f = 102{,}02$ cm, für die gelbe Heliumlinie 5876 98,46, für H_γ 84,17 cm. Die Grenzen des sichtbaren Spektrums, und rechnet man dieses auch nur von 400 bis 680 mμ, haben als Schnittweitenunterschied etwa $103 - 77 = 26$ cm; die chromatischen Abweichungen sind also außerordentlich groß.

2. Wir stellen im Abstand a von der Linse einen Schirm mit einer kreisförmigen, auf der Achse liegenden Öffnung vom Radius r auf und rechnen zunächst geometrisch-optisch (Fig. 3). Das Licht falle achsenparallel ein. Die Energie,

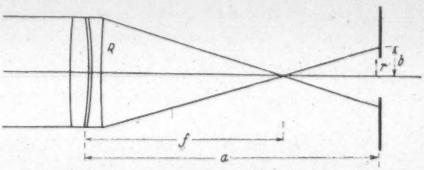


Fig. 3. Zur Bestimmung des Durchlaßgrads.

die der Linse zukommt, findet sich in der Schirmebene auf der Fläche $b^2\pi$ wieder. Davon geht der Anteil $\tau = \dfrac{r^2\pi}{b^2\pi}$ durch die Öffnung. Dieser „Durchlaßgrad" ist im allgemeinen ein echter Bruch; für $r > b$ gilt immer $\tau = 1$. Ersetzen wir noch b aus $\dfrac{b}{R} = \dfrac{a-f}{f}$, so folgt

$$\tau = \frac{r^2 f^2}{R^2 (a-f)^2}.$$

Bei gegebenem r und a errechnen sich danach Kurven des Typs Fig. 4 für τ als Funktion der Wellenlänge. Hier ist $r = 0{,}025$ cm und $a = 94$ cm angenommen. Nach Fig. 2 steht die Blende also an der Vereinigungsstelle der Wellenlänge 525 mμ; diese und ihre Nachbarn, im ganzen ein Spektralgebiet von etwa 29 mμ, gehen vollkommen hindurch, die weiter abliegenden Bereiche weniger und weniger. Gewiß ist die Anordnung also ein schlechter Monochromator. Im Gegensatz etwa zu Rubens und Wood erstreben wir aber auch keinen solchen. Vielmehr soll die chromatische Linse als „Farbgeber" wirken, einen Farbreiz liefern, dessen Kenn-

6) Ich verdanke ihre Angabe der Firma E. Leitz. Siehe aber auch z. B. Handbuch Geiger-Scheel XVIII, S. 149, System 5.

zahlen wir nunmehr aus der τ-Kurve unter Berücksichtigung der Energieverteilung der Lichtquelle und der Hellempfindlichkeit des Auges bestimmen. Es ist der Farbreiz, den eine (chromatisch überkorrigierte) Sammellinse bei Vereinigung des gesamten durch die Öffnung r gegangenen Lichts liefern würde. Dabei wirkt die Lichterscheinung in der Blendenebene als farbiges Zentralbild mit farbigem Rande, wie eine schematische Zeichnung auf S. 39 von Pohls Optik das andeutet. Bei kleiner Öffnung ist deren Beleuchtung nahezu einheitlich; dann stellt der berechnete Reiz die Mischfarbe „auf der Achse" ohne weitere Linsenkonzentration dar.

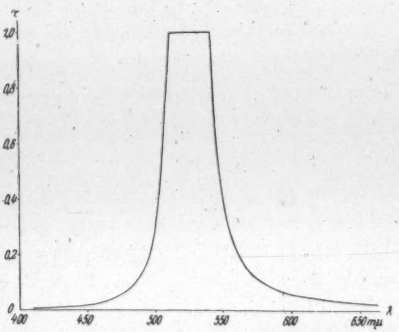


Fig. 4. Durchlaßgrad als Funktion der Wellenlänge.

Durch internationale Abmachung sind drei Normalreize festgelegt, die wir kurz als Rot, Grün und Blau bezeichnen, außerdem die Beiträge $\bar{x}_\lambda, \bar{y}_\lambda, \bar{z}_\lambda$, die der Spektralbereich $\lambda \cdots \lambda + d\lambda$ zu diesen drei Normalreizen beisteuert, wenn er die Energie 1 enthält. Enthält er die Energie $E_\lambda \tau_\lambda d\lambda$, wo E_λ die „Beleuchtungsfunktion" ist, d. h. die Energieverteilung im beleuchtenden Licht, und τ_λ der Durchlaßgrad nach Fig. 4, so sind seine Beiträge zu den Normalreizen

$$E_\lambda \tau_\lambda \bar{x}_\lambda d\lambda\,, \quad E_\lambda \tau_\lambda \bar{y}_\lambda d\lambda\,, \quad E_\lambda \tau_\lambda \bar{z}_\lambda d\lambda\,,$$

und die Reizbeträge des gesamten sichtbaren Spektrums sind

$$\int_{380\,\mathrm{m}\mu}^{720\,\mathrm{m}\mu} E_\lambda \tau_\lambda \bar{x}_\lambda d\lambda = X\,,$$

Y und Z entsprechend.

$E_\lambda x_\lambda, \ldots$ sind unter anderem im Dinblatt 5033 „Bewertung und Messung von Farben"[7]) tabelliert. Als Beleuchtung werde die dortige „Normalbeleuchtung B", das „normale Tageslicht", gewählt[8]). Wir hätten also zur Bestimmung der Reizbeträge die aus der Tabelle entnommenen $E_\lambda \bar{x}_\lambda, \ldots$ mit unseren berechneten τ_λ zu multiplizieren und dann graphisch zu integrieren, ein zeitraubendes Verfahren, das wir im folgenden nur an Stellen angewendet haben, die besondere Genauigkeit, etwa zur Unterscheidung eng benachbarter Farbreize, verlangten

3. Im allgemeinen haben wir uns statt dessen der vortrefflichen, viel einfacheren „Auswahlordinatenmethode" bedient. Sie ist von Hardy und Pineo angegeben[9]) und den deutschen Benutzern durch einen Aufsatz von M. Richter zugänglich gemacht worden[10]). Bei ihr entnimmt man aus der τ-Kurve die Ordinaten zu einer je nach Beleuchtungsart und Farbreiz ausgewählten Anzahl von Wellenlängen, addiert die Werte, multipliziert die Summe mit einem ein für allemal vorgegebenen Faktor und hat damit den Reizbetrag. Man kann sich oft schon mit 10 Ordinaten begnügen, bei unserer Form der Intensitätskurven reicht das aber in extremen Fällen, z. B. wenn der Reiz ein gesättigtes Violett ist, nicht aus. Wir haben infolgedessen durchgängig 30 Ordinaten verwendet und zeigen die Durchführung des Verfahrens an einem Beispiel: Wir suchen den Reizbetrag X, der durch die τ-Kurve Fig. 4 hervorgerufen wird. Die erste Spalte von Tabelle I gibt die 30 Spektralstellen, an denen für den Rotreiz nach Hardy bei Normalbeleuchtung B die Ordinaten abzulesen sind; Spalte 2 gibt diese Ordinaten. Ihre Summe ist 3,793. Der Faktor, mit dem man sie zu multiplizieren hat, ist $F_1 = 3{,}303$. So ergibt

Tabelle I

428,1 mμ	0,008	591,4 mμ	0,068
442,1 mμ	0,014	594,7 mμ	0,064
454,1 mμ	0,022	598,1 mμ	0,060
466,1 mμ	0,042	601,4 mμ	0,056
527,8 mμ	1,000	604,7 mμ	0,053
543,3 mμ	0,690	608,1 mμ	0,050
551,9 mμ	0,342	611,6 mμ	0,048
558,5 mμ	0,230	615,3 mμ	0,045
564,0 mμ	0,174	619,1 mμ	0,042
568,8 mμ	0,140	623,3 mμ	0,040
573,1 mμ	0,116	628,0 mμ	0,037
577,1 mμ	0,100	633,4 mμ	0,034
580,9 mμ	0,090	640,1 mμ	0,030
584,5 mμ	0,080	649,2 mμ	0,025
588,0 mμ	0,073	666,3 mμ	0,020

7) Zu beziehen vom Beuth-Vertrieb G. m. b. H., Berlin SW 19.

8) Der in Vorbereitung befindliche Neudruck des DIN-Blattes sieht eine geänderte „Normalbeleuchtung E" vor; vgl. hierzu M. Richter, Grundriß der Farbenlehre der Gegenwart, Dresden und Leipzig 1940, S. 41 und Tabelle 16.

9) A. C. Hardy und O. W. Pineo, Journ. Opt. Soc. Amer. **22**, 430, 1932. Tabellen bei A. C. Hardy und Mitarbeiter im Handbook of Colorimetry, Cambridge (Mass.), Technol. Inst. 1936.

10) M. Richter, Das Licht **10**, 121, 1940.

sich $X = 12{,}528$. Entsprechend findet man für den Grün- und Blaureiz aus den Summen 10,719 und 2,157 und den Faktoren $F_2 = 3{,}333$ und $F_3 = 2{,}824$ als zweiten und dritten Reizbetrag $Y = 35{,}726$ und $Z = 6{,}091$.

Da sich aber nur der Geübte aus der Angabe von X, Y, Z eine Vorstellung von dem Aussehen des Farbreizes machen kann, geht man von den Reizbeträgen zu den „Reizanteilen" über:

$$x = \frac{X}{X+Y+Z} = 0{,}231\,,$$

$$y = \frac{Y}{X+Y+Z} = 0{,}657\,,$$

$$z = \frac{Z}{X+Y+Z} = 0{,}112\,.$$

Ihre Summe ist 1, sie stellen also nur zwei unabhängige Werte dar, der dritte ist bei dem Übergang verlorengegangen. Man kann etwa x und y herausgreifen und in ein rechtwinkliges Koordinatensystem eintragen. Sinnvoller erscheint, keinen der Anteile zu bevorzugen und die Darstellung aller drei in dem klassischen Farbendreieck zu wählen.

4. In ihm trägt man (Fig. 5) auf der Unterseite den Bruchteil x von 0 bis zum Werte 1, dem ersten (roten) Normalreiz, ab, auf der

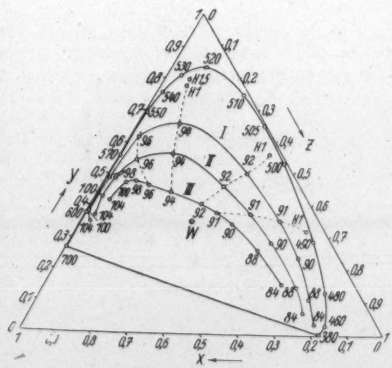


Fig. 5. Von der chromatischen Linse gelieferte Farbpunkte.

linken Seite y von 0 bis hinauf zum zweiten (grünen) Normalreiz, auf der rechten Seite z. Ungefähr in der Mitte, genauer bei $x_w = 0{,}348$, $y_w = 0{,}352$, $z_w = 0{,}300$, liegt der Weißpunkt W. Der Spektralzug von 700 bis 380 mμ ist eingezeichnet und die seine Enden verbindende Purpurgerade. Man findet ferner im obersten der drei Kurvenzüge den in Nr. 3 berechneten Farbpunkt $a = 94$ cm. Die Gerade vom Weißpunkt zu ihm schneidet verlängert den Spektralzug bei $\lambda_f = 533$ mμ; das ist die „farbtongleiche Wellenlänge" unseres Reizes. Als Maß seiner Sättigung wird der spektrale Farbanteil σ angegeben, das ist das Verhältnis der Strecken Farbpunkt-Weißpunkt zu Spektralpunkt-Weißpunkt, also etwa

$$\sigma = \frac{y - y_w}{y_s - y_w}$$

mit y_s als zweiter Koordinate von λ_f. σ hat hier den Wert $\frac{0{,}305}{0{,}440} = 0{,}695$; ein solcher Farbreiz wirkt bereits gesättigt.

Der Punkt 94 ist mit neun weiteren Punkten $a = 84$ cm bis $a = 104$ cm zu einem Kurvenzug I verbunden. Dieser Zug wird durchlaufen, wenn man die $^1/_2$-mm-Öffnung von Linsennähe, wo sich die violetten Strahlen schneiden, bis in die Gegend des linsenfernen Schnittpunktes der roten Strahlen verschiebt. Das Heranrücken des roten und violetten Kurvenendes an den Spektralzug zeigt, wie gut gesättigte Farben man erzielen kann. Punkt 84 hat ein $\sigma = 0{,}941$, Punkt 104 hat $\sigma = 0{,}903$, Punkt 100 gar $\sigma = 0{,}981$. Zum Vergleich sei daran erinnert, daß senkrecht zur Achse geschliffene Quarzplatten zwischen Nicols[11]) trotz des viel umständlicheren und kostspieligeren Aufbaues im kurzwelligen Bereich auch nicht über $\sigma = 0{,}92$ hinauskommen und im Gelb nicht über 0,89 ($^1/_2$-, 1- und 2-mm-Platten); auch die Kombination zweier Platten, a. a. O. als Duplexanordnung bezeichnet, erreicht im Blau wie im Gelb nicht mehr als 0,96. Die gesättigsten Körperfarben bleiben weit zurück: das Plättchen pa 8 des Ostwaldschen Atlasses (Farbton 580 mμ) hat etwa $\sigma = 0{,}89$, das Plättchen nc 50 (Farbton 472 mμ) nur 0,69.

Bezog sich der Kurvenzug I auf den Blendenradius 0,025 cm, so II auf den doppelten 0,05 und III auf den vierfachen 0,1 cm. Natürlich rücken die Kurven mit steigender Lochgröße immer mehr in die Gegend des Weißpunktes; immer ungesättigtere Farbreize stellen sich ein. Aber auch hier verblassen wesentlich nur die mittleren Spektralgebiete. Die Grenzpunkte 104 und 84 des ungesättigten Zuges III haben immer noch ein $\sigma = 0{,}657$ und 0,834. Punktiert sind einige Kurvenzüge hinzugefügt, auf denen die Farbreize liegen, die sich bei gleichbleibendem a und allmählicher Blendenänderung ergeben[12]). Alles in allem beherrscht man, besonders wenn man sich oben und unten noch einige weitere Kurven für kleinere und größere Öffnungen hinzugefügt denkt, bereits einen erheblichen Bereich des Farbdreiecks.

11) E. Buchwald, Ann. d. Phys. **38**, 245, 1940.
12) Über die Punkte $H = 1$ usw. siehe Nr. 5.

5. Man kann die Sättigung an gewünschten Stellen, also vornehmlich bei der kleinsten Blendenöffnung im Grün, dadurch verbessern, daß man den Mittelteil der Linse durch eine

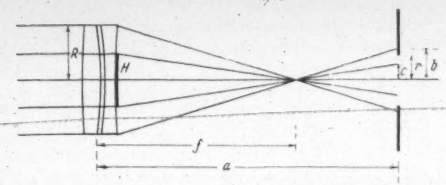


Fig. 6. Zur Bestimmung des Durchlaßgrads bei zentral abgeblendeter Linse.

kreisförmige Scheibe abdeckt. In der Bezeichnung der Fig. 6 wird jetzt der Durchlaßgrad

$$\tau = \frac{r^2\pi - c^2\pi}{b^2\pi - c^2\pi},$$

mit dem Zusatz, daß $\tau = 0$ zu setzen ist, wenn sich negative Werte ergeben ($r < c$) und $\tau = 1$ bleibt, auch wenn Werte über 1 herauskommen. Ersetzen wir b und c gemäß der in Nr. 2 benutzten Proportion, so wird schließlich

$$\tau = \frac{\tau_0 - H^2/R^2}{1 - H^2/R^2}$$

mit τ_0 als dem bisher benutzten τ-Wert (1) und H als Halbmesser der Mittelscheibe.

Die Berechnung für $H = 1$ cm ergibt für $a = 94$, 92 und 91 cm die in Fig. 5 angegebenen Farbpunkte H 1. Ohne wesentliche Änderung des Farbtons ist im ersten Falle die Sättigung von 0,695 auf 0,914, im zweiten von 0,647 auf 0,915, im dritten von 0,766 auf 0,971 gestiegen. Vergrößern wir die Deckscheibe bei $a = 94$ gar auf $H = 1{,}5$ cm, so steigt die Sättigung weiter auf 0,951. In all diesen Fällen sind wir nah am Spektralzug.

6. Wir erwägen Einflüsse, die geeignet sind, die Ergebnisse unserer vereinfachten geometrisch-optischen Behandlung mehr oder minder zu verändern, zuerst die sphärische Aberration. Es genügt sie durch folgende Angaben der Firma Leitz zu kennzeichnen. Gegenüber den paraxialen Schnittweiten für die Wellenlängen 6563, 5876 und 4341, nämlich (vgl. Nr. 1)

$$\left.\begin{matrix}102{,}02\\98{,}46\\84{,}17\end{matrix}\right\} \text{ist die der Randstrahlen} \left\{\begin{matrix}102{,}00\\98{,}41\\84{,}02.\end{matrix}\right.$$

Das sind so geringe Unterschiede, daß sich, selbst wenn man nicht das Ansteigen der Schnittweiten nach dem Rande zu berücksichtigt, sondern geradezu die ganze Rechnung mit den Schnittweiten der Randstrahlen durchführt, praktisch dieselben Farbtöne einfinden. Die Farbkoordinaten ändern sich selbst im kurzwelligen Gebiet, wo noch am ehesten Abweichungen zu erwarten wären, nur um wenige Einheiten der dritten Dezimale.

Ferner berücksichtigen wir die Ausdehnung des Brennflecks. Durch die Beugung am Linsenrande wird er nach der bekannten Formel zu einer Scheibe vom Halbmesser $1{,}22\,\frac{\lambda f}{2R}$ auseinandergezogen. Das ergibt Werte von $\frac{1}{100}$ mm im Violett, von reichlich $\frac{2}{100}$ mm im Rot. In die gleiche Größenordnung kommen wir, wenn wir die Ausdehnung der Lichtquelle beachten und das Licht von einer rückwärtig beleuchteten Öffnung von $\frac{1}{100}$ mm Radius ausgehen lassen, die in der Brennebene eines Achromaten von 30 cm Brennweite steht. Wir geben aber, um den Einfluß deutlicher abzuschätzen, der Brennscheibe gleich einen fast zehnfach größeren Wert, setzen ihren Radius s einheitlich für alle Farben gleich dem unserer kleinsten Blendenöffnung, $s = r = 0{,}25$ mm, was einer beleuchteten Öffnung von etwa 0,08 mm entspricht, und führen die Farbberechnung auch für diese kleinste Blendenöffnung durch, da anzunehmen ist, daß sich bei ihr der Übergang vom Brennpunkt zum Brennfleck noch am deutlichsten bemerkbar machen wird.

7. Jeder Punkt der Scheibe s, die wir von gleichmäßiger Leuchtdichte annehmen, strahlt (Fig. 7) in einen gleich großen Winkelraum hinein

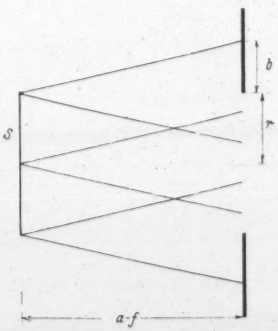


Fig. 7. Zur Bestimmung des Durchlaßgrads bei ausgedehntem Brennfleck.

und zeichnet auf der Blendenebene einen einfarbigen Kreis vom Radius $b = \frac{R(a-f)}{f}$ ab. Das gibt in summa eine beleuchtete Kreisfläche von einer nach außen abnehmenden Beleuchtungsstärke. Aus ihr schneidet die

Öffnung r den zentralen Teil heraus, und der Durchlaßgrad τ ist gleich dem Verhältnis der durchgehenden zur gesamten, über die Kreisfläche verteilten Intensität.

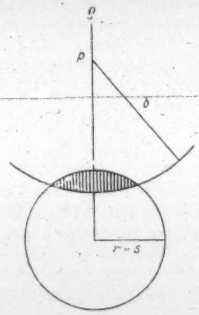


Fig. 8. Zur Berechnung der Beleuchtungsstärke in der Blendenebene.

Bestimmung der Beleuchtungsdichte in der Blendenebene als Funktion des Radius ϱ: Um jeden Punkt der zentralen Scheibe $r = s$ steht ein heller Kreis vom Radius b. Ein Punkt P wird von so vielen Kreisen getroffen, wie Punkte der Zentralscheibe von ihm um b oder weniger abstehen. Das schraffierte Doppelsegment der Fig. 8, nach einfachen Formeln auszurechnen, ist das Maß für die Beleuchtungsstärke B im Punkte P.

Es kommt bei gegebenem $s = 0{,}25$ mm nur auf b an. Bei $a = 94$ cm und $\lambda = 500$ mμ ($f = 91{,}88$ cm) z. B. ist $b = 0{,}468$. Von $\varrho = 0$ bis $\varrho = b - s$ beleuchtet die volle Scheibe, d. h. es ist $B = 1$, wenn in der Einheit $s^2\pi$ gemessen wird; dann folgt ein ziemlich geradliniger Abfall, und bei $\varrho = b + s$ ist $B = 0$ geworden. τ wird als Verhältnis zweier graphisch zu bestimmender Integrale gefunden:

$$\tau = \frac{\int_0^s 2\pi\varrho\, d\varrho\, B(\varrho)}{\int_0^{b+s} 2\pi\varrho\, d\varrho\, B(\varrho)}.$$

Dies ist für eine Reihe von Wellenlängen durchzuführen, wobei in den Fällen $b < s$ von $\varrho = 0$ bis $\varrho = s - b$ nicht der Wert $B = 1$ wie soeben gilt, sondern $B = \frac{b^2}{s^2}$, und aus der Kurve $\tau(\lambda)$ bestimmt sich dann wie in Nr. 3 der Farbpunkt im Dreieck.

Da zeigt es sich denn, daß die so gewonnenen Farbpunkte zwar ein wenig ungesättigter sind, aber den nach dem einfachen Verfahren berechneten so nahe liegen, daß beispielsweise in der Fig. 5 der Unterschied nicht mehr darstellbar ist. Für den Punkt 94 und die Grenzpunkte des Kurvenzugs I ergibt sich:

$a = 100$ geht von $x = 0{,}613$, $y = 0{,}379$, $z = 0{,}008$
nach $x = 0{,}606$, $y = 0{,}383$, $z = 0{,}011$,
$a = 94$ von 0,231, 0,657, 0,112
nach 0,247, 0,640, 0,113,
$a = 84$ von 0,170, 0,035, 0,795
nach 0,175, 0,040, 0,785.

Für unsere Zwecke genügt es, wenn wir weiterhin rein geometrisch rechnen.

8. Wir haben bisher, wie Fig. 5 ausweist, nur Farbtöne im Bereich von Violett bis Rot gewonnen, genauer gesagt eigentlich nur von einem dem Violett zuneigenden Blau bis Orange. Wir schließen den Kreis von Orange über Rot, Purpur und Violett bis ins Blau, wenn wir statt wie bisher eine Öffnung, so jetzt eine Kreisscheibe an der Stelle a der Achse anbringen und das Licht vereinigen, das an ihr vorbeigeht. Dann berechnet sich zu jedem Farbpunkt der Fig. 5 einer, der für eine gleich große Scheibe r gilt, nach folgender Überlegung:

Bei der Öffnung war der Durchlaßgrad $\tau = \frac{r^2}{b^2}$;
jetzt ist er (vgl. Fig. 1) $\tau^* = \frac{b^2 - r^2}{b^2} = 1 - \tau$.

Bisher waren die Summen der 30 Auswahlordinaten S_1, S_2, S_3; dafür kommt nun $30 - S_1$, $30 - S_2$, $30 - S_3$. Multiplikation mit den festliegenden Faktoren F_1, F_2, F_3 (siehe Nr. 3) liefert die Reizbeträge. Sie waren also bisher

$$X = F_1 S_1, \quad Y = F_2 S_2 \quad Z = F_3 S_3.$$

Sie sind jetzt

$$X^* = F_1(30 - S_1) = 30 F_1 - X, \quad Y^* = 30 F_2 - Y, \quad Z^* = 30 F_3 - Z.$$

Damit werden die neuen Reizanteile

$$x^* = \frac{X^*}{X^* + Y^* + Z^*} = \frac{30 F_1 - X}{30 (F_1 + F_2 + F_3) - (X + Y + Z)},$$

y^* und z^* entsprechend.

Man kann so zu jedem der bisherigen Punkte einen neuen gewinnen. Daß es jeweils der komplementäre ist, war von vornherein zu vermuten: was durch die Öffnung ging, wird jetzt abgeschnitten und umgekehrt. Natürlich kann man es leicht gesondert nachweisen: der Weißpunkt liegt auf der Verbindungslinie des alten und des neuen Farbpunktes, und zwar im Schwerpunkt der in den beiden Punkten angebrachten „Reizsummen" $X + Y + Z$ und $X^* + Y^* + Z^*$.

Im einzelnen ergibt sich das Bild der Fig. 9. Dem weißpunktfernen Kurvenzug *I* der Fig. 5 entspricht ein weißpunktnaher *I**; um die kleine Scheibe geht viel herum, und das gibt ungesättigte Farbtöne. Der gesättigte Zug *III**, der größten Scheibe zugehörig, zeigt im Gelb, Orange und Blau ähnliche Farbreize wie die frühere Anordnung, erweitert nun aber den Bereich der Methode auf die unteren Bezirke des Dreiecks bis nahe an die Purpurgerade heran.

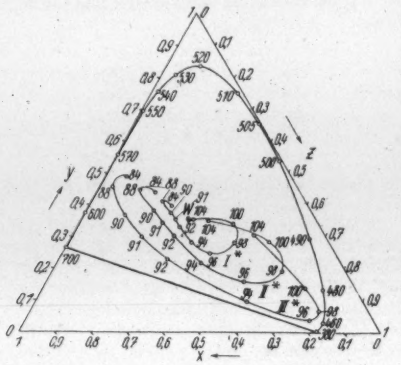


Fig. 9. Die komplementären Punkte im Farbdreieck.

Auch hier treten gesättigte Töne auf. Punkt 94 etwa, komplementär zu 561 mμ, hat, wie man graphisch ermittelt (Streckenverhältnis wie in Nr. 4, nur daß jetzt ein Punkt auf der Purpurgeraden an Stelle des früheren Spektralpunktes tritt), $\sigma = 0{,}955$. Bezeichnend ist auch die Angabe seiner „spektralen Farbdichte":

$$p = \frac{y_s(y - y_w)}{y(y_s - y_w)} = \frac{0{,}618\,(0{,}096 - 0{,}352)}{0{,}096\,(0{,}618 - 0{,}352)} = -6{,}20\,,$$

ein Zahlenwert, der folgende Bedeutung hat. Man mische das komplementäre Gelb zu Weiß im Helligkeitsverhältnis $\frac{p}{1-p} = \frac{-6{,}20}{7{,}20}$, um diesen Purpur in der Helligkeit 1 zu erhalten. Oder umgekehrt: Man gebe zu 1 Helligkeitsanteil Purpur 6,20 Anteile Gelb hinzu, um 7,20 Anteile Weiß zu gewinnen. Die große Sättigung spricht sich darin aus, daß viel Gelb hinzugegeben werden muß, damit Weiß entsteht.

9. Da nun einmal der Begriff der Helligkeit oder Leuchtdichte in den Gesichtskreis getreten ist, erhebt sich die allgemeine Frage, wie hell die von der chromatischen Linse gelieferten Farben sind. Die Helligkeit ist aus den Farbkoordinaten x, y, z nicht zu entnehmen, wohl aber aus den Reizbeträgen, und zwar wird sie im internationalen System einfach durch den zweiten Reizbetrag Y gegeben. Um dieser Beziehung willen ist die Wahl der Eichreize erfolgt. So haben z. B. die drei am Schluß von Nr. 7 gefundenen Farbpunkte, die sich auf die Lichtquelle endlicher Ausdehnung und auf eine Blendenöffnung gleich deren Bild in der Brennebene bezogen, folgende Helligkeiten Y:

Blendenstellung $a = 100$ cm $Y = 27{,}454$,
$a = 94$ cm $Y = 29{,}604$,
$a = 84$ cm $Y = 1{,}140$.

Diese Y sind unmittelbar als Prozente der auffallenden Helligkeit aufzufassen. Denn käme diese ungeschmälert zur Wirksamkeit, so wäre der Durchlaßgrad τ durch das ganze Spektrum gleich 1, die Methode der 30 Auswahlordinaten lieferte als Ordinatensumme 30, und die Multiplikation mit dem Faktor $F_2 = 3{,}333$ (siehe Nr. 3) ergäbe $Y = 100$.

Die gleiche Überlegung läßt sich auf den geometrisch-optischen Fall übertragen. Die drei genannten Blendenstellungen führen dann zu prozentualen Helligkeiten, die bei der kleinsten Öffnung den eben mitgeteilten ähnlich sind, bei den ungesättigten Farbpunkten der größeren Öffnungen aber erheblich größer:

Blendenstellung $a = 100$ cm. Kleinste Blende 33,38 Proz., mittlere Blende 57,97 Proz., große Blende 86,06 Proz.

Blendenstellung $a = 94$ cm. Kleinste Blende 35,73 Proz., mittlere Blende 63,48 Proz., große Blende 92,87 Proz.

Blendenstellung $a = 84$ cm. Kleinste Blende 1,17 Proz., mittlere Blende 4,61 Proz., große Blende 18,34 Proz.

Bei der Linse mit Mittelscheibe (Nr. 5) haben die Punkte $a = 94$, H 1 und H 1,5, die auf Fig. 5 mit eingetragen sind, die Helligkeiten 28,8 und 24 Proz., wenn die Helligkeit des auf die freigelassene äußere Ringzone der Linse auftreffenden Lichtes als 100 genommen wird. Rechnet man aber in Gedanken an die nächstliegende Versuchsanordnung als 100 die auf die Gesamtfläche der Linse auffallende Helligkeit, so enthalten die beiden Farbpunkte nur 21,6 und 10,5 Proz.

Ein Vergleich mit dem Monochromator als einem der üblichen Farbgeber liegt nahe. Wir geben ihm ein 60°-Prisma aus dem mittleren Flint *F* 1, dessen Brechzahlen für H_α 1,6191, für D 1,6241, für H_γ 1,6473 sind, ersetzen den Spalt durch eine kreisförmige Öffnung vom Radius 0,08 mm, wählen Kollimator- und Fernrohrlinse gleich ($f = 30$ cm) und auch die Öffnung in der Brennebene gleich der Eintrittsöffnung, untersuchen ähnlich wie in Nr. 7, was durch die

Brennebenenöffnung hindurchgeht (Segmentbestimmung nach Fig. 8 mit der Vereinfachung $b = s = 0{,}08$ mm), und kommen auf nahezu monochromatische Reize, auf fast vollkommene Sättigung. Im Violett, wo die Dispersion am besten ist, spielt praktisch schon die um 1 mμ abstehende Wellenlänge nicht mehr mit, im Rot bei der dort schlechteren Dispersion ein Bereich von etwa 8 mμ. Aber selbst wenn man die Öffnungen auf den 12- bis 15fachen Radius vergrößert, bleibt man mit den Farbpunkten im roten und violetten Gebiet, wo der Spektralzug in dem uns interessierenden Umfang geradlinig verläuft, in dessen unmittelbarer Nähe. Natürlich wird diese Sättigung durch Einbuße an Helligkeit erkauft. Diese ist im Violett nur wenig mehr als 1 Promille gegenüber den reichlich 1 Proz. des Punktes $a = 84$ cm im Kurvenzug I der Fig. 5 (ausgedehnte Lichtquelle), im Rot 5 Proz. gegenüber den 27,5 Proz. des Punktes $a = 100$ cm, der freilich auch schon zu mehr als 95 Proz. gesättigt ist. Dagegen kommt man im Grün bei dieser Eintrittsöffnung in die Gegend unserer Farbpunkte 94cm, H 1 und H 1,5 (Fig. 5), nämlich bei der Monochromatoreinstellung auf 525 mμ zum Punkte $x = 0{,}138$, $y = 0{,}786$, $z = 0{,}076$, während die genannten Punkte der chromatischen Linse bei 0,155, 0,775, 0,070 bzw. 0,138, 0,796, 0,066 liegen. Und nun liegt auch seine Helligkeit zwischen denen der beiden Linsenpunkte (21,6 und 10,5 Proz.), denn sie beträgt 17,4 Proz.

Das war nicht ohne weiteres anzunehmen, denn die τ-Kurve zeigt bei Linse und Monochromator nicht den gleichen, wenn auch einen ähnlichen Verlauf. In beiden Fällen setzt sie bei etwa 500 mμ ein, erreicht beim Monochromator ein scharfes, bei der Linse ein breites Maximum $\tau = 1$ und ist um 550 mμ wieder bei der Null angelangt. Man wird also dem Monochromator der geschilderten Bauart ungefähr die gleichen Helligkeiten zubilligen, bei gleicher Leistung, wie der chromatischen Linse. Allerdings ist der Monochromator im Nachteil durch zwei zusätzliche reflektierende Flächen, nämlich die des Prismas. Er ist auch teurer und liefert keine Purpurtöne. An Handlichkeit freilich übertrifft er die Linsenanordnung, doch ließe sich dieser Vorsprung durch eine naheliegende Zusatzkonstruktion von Spiegeln wieder wettmachen.

Zusammenfassung

Eine Linsenzusammenstellung mit absichtlich großen Farbfehlern wird auf ihre Eignung untersucht, als Farbgeber zu dienen. Durch Anbringung von Blenden und von Kreisscheiben verschiedener Durchmesser an verschiedenen Stellen der Achse, auch durch Abblenden des mittleren Linsenteils werden in einfacher und reproduzierbarer Weise Farbreize gewonnen, die praktisch den ganzen vom Spektralzug und der Purpurgeraden umschlossenen Teil des Farbdreiecks erfüllen, von ungesättigten Tönen bis zu Sättigungen weit über 90 Proz. Vorteile gegenüber dem Monochromator sind größere Billigkeit, Helligkeitssteigerung durch Verminderung der Zahl spiegelnder Flächen und Einbegreifen der Purpurtöne.

Danzig, Theoretisch-Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, im Januar 1943.

(Eingegangen 26. Januar 1943)

Die Bedeutung der Ionendiffusion für den Aufbau der Ionosphäre

Von Erich Bagge*)

Zusammenfassung

Es wird eine Differentialgleichung für die Diffusion der Ionen in großen Höhen der Atmosphäre aufgestellt und gezeigt, daß bei richtiger Berücksichtigung der Diffusionseffekte die Ionendichte am Rande der Atmosphäre proportional zur Zahl der neutralen Gasatome abfällt. Die Ionendichten bleiben dabei um Faktoren 10^{-3} bis 10^{-6} hinter den Teilchendichten der entsprechenden Gase zurück.

Die in früheren Theorien der Ionosphäre auftretende Schwierigkeit, die darin besteht, daß die berechneten Ionendichten in diesen Gebieten entweder größer oder mindestens annähernd gleich den Dichten der neutralen Atome sind, ist also hier behoben und auf die Vernachlässigung der Ionendiffusion zurückgeführt.

1. Einleitung

Die Chapmansche Theorie der Ionosphäre[1]) liefert für die Dichteverteilung der Ladungsträger einen Ausdruck, der sich in großen Höhen der Atmosphäre verhält wie die Wurzel aus der Teilchendichte des ionisierten Gases. Ein solcher Verlauf würde bedeuten, daß von gewissen Ionendichten ab, die sich in den praktisch interessierenden Fällen in der Gegend von 10^3 bis

*) Die Arbeit sei dem Andenken meines Bruders, des stud. math. et phys. Ewald Bagge, gewidmet. Er fiel im Frühjahr 1942 als Oberleutnant in einem Artillerie-Regiment bei den Abwehrkämpfen im Osten.

1) S. Chapman, Proc. Phys. Soc. London **43**, 26 und 483, 1931.

10^3 Ionen/cm³ bewegen, die Dichte der Ladungsträger eines Vorzeichens schließlich größer wird als die ursprünglich vorhandene Teilchendichte der neutralen Atome.

Diese Schwierigkeit ist teilweise behoben in den Erweiterungen der Theorie der Ionosphäre, wie sie durch den Einbau der Sahaschen Theorie des Ionisationsgleichgewichts in Arbeiten von Pannekoek[2]), Woltjer[3]) und Bhar[4]) durchgeführt wurden. Da die Sahasche Ionisationstheorie so eingerichtet ist, daß die Zahl der Ladungsträger eines Vorzeichens jedenfalls nicht größer werden kann als die der vorher anwesenden neutralen Teilchen, so wird immerhin erreicht, daß dies auch in der modifizierten Chapmanschen Theorie nicht mehr der Fall ist. Die ursprüngliche Schwierigkeit wird damit zwar herabgemildert, indem nämlich in dem oben bezeichneten Gebiet der Ionendichten die Teilchenzahl der neutralen Atome/cm³ praktisch erreicht, aber nicht überschritten wird, sie bleibt jedoch insofern bestehen, als man ja dann in diesen Gebieten ein reines Ionengas haben müßte, das sich physikalisch ganz gewiß anders verhalten würde als ein Gas aus neutralen Atomen.

Die Gründe für das Auftreten dieser Schwierigkeit sind die folgenden.

Erstens wird in der Chapmanschen Theorie angenommen, daß die Zahl der zu allen Zeitpunkten gebildeten Ionenpaare proportional zur Zahl der ursprünglich vorhandenen neutralen Atome ist. Das ist streng genommen nur im ersten Augenblick nach Beginn der Einstrahlung richtig. Sobald jedoch schon Ionen gebildet sind, fallen diese natürlich als ionisierbare Atome aus und müssen in Abzug gebracht werden. Dies geschieht in der Sahaschen Theorie und damit von selbst auch in den Arbeiten von Pannekoek, Woltjer und Bhar.

Schwerwiegender ist die zweite Annahme der Chapmanschen Theorie, die unverändert in die späteren erweiterten Fassungen übernommen wurde. Danach sollen der Ort der Ionenbildung und die Stelle der Rekombination zusammenfallen. Diese Annahme ist zwar in großen Gebieten der Ionosphäre und insbesondere in der Nähe des Dichtemaximums der Ladungsträger gerechtfertigt. Im Bereiche kleiner Drucke, weit oberhalb des Dichtemaximums, trifft sie jedoch nicht zu. Es wird sich vielmehr zeigen, daß in diesen Höhen die Diffusion der Ionen zwischen dem Zeitpunkt ihrer Bildung und dem ihrer Rekombination eine erhebliche Rolle spielt und so in das Geschehen eingreift, daß die Ionendichten zu allen Zeiten mindestens um Faktoren der Größenordnung 10^{-3} hinter den Dichten der neutralen Atome zurückbleiben. Die Berücksichtigung der Ionendiffusion beseitigt also die oben besprochenen Schwierigkeiten vollkommen.

Die Wirksamkeit der Diffusionsvorgänge geht dabei so weit, daß selbst dann, wenn man die oben besprochene, nicht allgemein gültige Annahme über die Proportionalität von Ionenproduktion und Teilchendichte der ursprünglich vorhandenen neutralen Atome beibehält, der Abfall der Ionendichte nach außen praktisch derselbe bleibt wie in einer Theorie, die in diesem Punkte ganz einwandfrei ist. Für die hier interessierende Frage nach dem Einfluß der Diffusionsvorgänge auf die Gestalt der Dichteverteilungskurve der Ladungsträger ist es darum belanglos, ob man den Betrachtungen die Chapmansche oder die durch Pannekoek, Woltjer und Bhar gegebene erweiterte Fassung der Theorie zugrunde legt. Da die erstere aber die mathematisch einfachere ist, werden wir die folgenden Rechnungen mit ihr allein durchführen. Die entsprechende Korrektur an den erweiterten Theorien läßt sich dann sofort angeben

2. Diffusionstheorie der Ionosphäre

Bezeichnet man die Ionendichte an einer bestimmten Stelle z mit $\varrho = \varrho(z)$, dann ist der Diffusionsstrom $\mathfrak{s}_1$ der Ionen gegeben durch:

$$\mathfrak{s}_1 = -D \operatorname{grad} \varrho . \tag{1}$$

Die Diffusionskonstante D folgt dabei aus der Beziehung:

$$D = \frac{\lambda v}{3} \tag{2}$$

(λ = freie Weglänge, v = Molekulargeschwindigkeit).

Die Dichteänderung mit der Höhe ist aber nicht die einzige Ursache für eine Strömung der Ionen. Hinzu kommt bekanntlich noch ein zu ϱ selbst proportionaler Fallstrom $\mathfrak{s}_2$, der sich daraus bestimmt, daß beide Ströme sich exakt kompensieren müssen, wenn ϱ die z-Abhängigkeit der barometrischen Höhenformel besitzt.

$$\left.\begin{aligned}[\mathfrak{s}_1 + \mathfrak{s}_2]_{\text{barometr. Höhenformel}} &= \\ = -D \operatorname{grad} \varrho' + \text{Const} \times \varrho' &= 0 .\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Mit

$$\varrho' = \varrho_0' e^{-\alpha z} ; \quad \alpha = \frac{mg}{kT} \tag{4}$$

folgt dann:

$$|\mathfrak{s}_2| = -\frac{\lambda v \alpha}{3} \varrho . \tag{5}$$

Die Divergenz der Summe beider Ströme gibt dann die an der Stelle z verschwindende Ionenmenge.

2) Pannekoek, Proc. Amst. Acad. **29**, 1165, 1926.

3) Woltjer, Physica **5**, 406, 1925.

4) J. N. Bhar, Ind. Journ. of Phys. Calcutta **12**, 363, 1938.

Für die pro sec und cm³ durch die Einstrahlung erzeugte Ionenmenge I_1 gilt nach Chapman:

$$I_1 = I_0 e^{-\frac{\sigma N_0}{\alpha} e^{-\alpha z} - \alpha z} \tag{6}$$

(σ = Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Ionenpaares durch ein Lichtquant; N_0 = Anzahl der Atome/cm³ in Meereshöhe).

Für die durch Rekombination ausfallende Ionenmenge:

$$I_2 = -\beta \varrho^2 \tag{7}$$

(β = Wiedervereinigungskoeffizient).

Die zeitliche Änderung der Ionendichte an irgendeiner Stelle bestimmt sich dann aus der Gleichung:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\operatorname{div}(\mathfrak{s}_1 + \mathfrak{s}_2) + I_1 + I_2 . \tag{8}$$

Im stationären Fall $\left(\frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0\right)$ haben wir also die Gleichung zu lösen:

$$\operatorname{div}(\mathfrak{s}_1 + \mathfrak{s}_2) = I_1 + I_2 . \tag{9}$$

Sie führt unter Benutzung der bisher abgeleiteten Beziehungen und unter Berücksichtigung des Umstandes, daß sich I_1 als vollständiges Differential schreiben läßt, zur Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dz}\left(e^{\alpha z}\frac{d\varrho}{dz} + \alpha e^{\alpha z}\varrho + \frac{3 I_0}{\sigma v \lambda_0 N_0} e^{-\frac{\sigma N_0}{\alpha} e^{-\alpha z} - \alpha z}\right) = \frac{3\beta}{v\lambda_0}\varrho^2 . \tag{10}$$

Durch Einführung der neuen Variablen:

$$\zeta = \frac{\sigma N_0}{\alpha} e^{-\alpha z} \tag{11a}$$

und mit den Abkürzungen:

$$y = \frac{v\sigma^2\lambda_0 N_0^2}{3 I_0}\varrho = \frac{1}{B}\varrho \tag{11b}$$

$$A = \left(\frac{\alpha v^2 \sigma^3 \lambda_0^2 N_0^3}{9\beta I_0}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{11c}$$

erhält man die Differentialgleichung:

$$\zeta \frac{d}{d\zeta}\left(\frac{dy}{d\zeta} - \frac{y}{\zeta} - e^{-\zeta}\right) = A^{-2} y^2 . \tag{12}$$

Ihre Lösung liefert bei Erfüllung der entsprechenden Randbedingungen den Dichteverlauf der Ionen im Gesamtbereich einer Atmosphäre, die nur aus einer Gasart besteht.

Die Differentialgleichung (12) führt natürlich für den Fall, daß man die Diffusionsvorgänge unberücksichtigt läßt (die ersten beiden Summanden im Klammerausdruck links gleich Null), zur bekannten Chapmanschen Lösung:

$$y = A\zeta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\zeta}{2}} . \tag{13}$$

Eine analytische Lösung der Differentialgleichung (12) dürfte kaum möglich sein, da es sich hier um eine Differentialgleichung 2. Ordnung und 2. Grades handelt. Wir werden deshalb die Gleichung auf numerischem Wege lösen.

3. Der Dichteverlauf der Ionen im Diffusionsgebiet

Wenn man in Gleichung (11c) plausible Werte für die dort auftretenden Konstanten einsetzt, ergibt sich für A eine Zahl der Größenordnung 10^{-5}. Diese Tatsache erlaubt, das mathematische Problem des Aufsuchens einer Lösung von Gleichung (12) wesentlich zu vereinfachen. Da man ja weiß, daß die Diffusion im Bereiche des Chapmanschen Maximums und im unteren Teil der Ionosphäre praktisch vernachlässigbar ist, so wird man zunächst den Ansatz versuchen:

$$y = A\zeta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\zeta}{2}} \cdot U(\zeta) . \tag{14}$$

$U(\zeta)$ soll dann eine Funktion sein, die in dem oben erwähnten Gebiet großer ζ nahezu gleich Eins wird, für kleine ζ ($\zeta \ll 1$) hingegen ist natürlich im Sinne der bisherigen Betrachtungen zu verlangen, daß $U(\zeta)$ mit irgendeiner positiven und von Null verschiedenen Potenz ($\geq \frac{1}{2}$) von ζ verschwindet.

Durch Einsetzen von Gleichung (14) in (12) findet man:

$$\frac{d}{d\zeta}\left(U' - \frac{U}{2\zeta} - \frac{U}{2}\right) + \left(U' - \frac{U}{2\zeta} - \frac{U}{2}\right)\cdot\left(\frac{1}{2\zeta} - \frac{1}{2}\right) = \frac{e^{-\frac{\zeta}{2}}}{A\sqrt{\zeta}}(U^2 - 1) . \tag{15}$$

Es ist nun zweckmäßig, an Stelle von ζ eine neue Variable einzuführen durch die Gleichung:

$$\zeta = x^2 A^{\frac{2}{3}} . \tag{16}$$

Man erreicht auf diese Weise, daß die stärksten Änderungen von U sich bei x-Werten der Größenordnung Eins abspielen. Da aber $x = 1$ bedeutet, daß $\zeta \approx 10^{-3}$ ist, so sieht man, daß man in diesem Bereiche die Glieder $\frac{U}{2}$ gegen $\frac{U}{2\zeta}$ und $\frac{1}{2}$ gegen $\frac{1}{2\zeta}$ vernachlässigen kann. Außerdem ist es dort sicher erlaubt, die Exponential-

funktion $e^{-\frac{\zeta}{2}}$ einfach durch Eins zu ersetzen. Man erhält so die Differentialgleichung:

$$U'' - \frac{U'}{x} + \frac{U}{x^2} = 4x(U^2 - 1), \qquad (17)$$

und es zeigt sich, daß diese Differentialgleichung für große x offenbar die Lösung $U = 1$ erlaubt, wie das ja verlangt wurde. Außerdem aber erkennt man ohne weiteres, daß in der Gegend von $x = 0$ sich U verhalten muß wie const $\times x$, da andernfalls die Glieder $\frac{U'}{x}$ und $\frac{U}{x^2}$ sich nicht kompensieren.

Die Fig. 1 enthält nun die nach der Methode von Runge und Kutta erhaltenen Lösungen für verschiedene Anfangsneigungen. Es ergibt

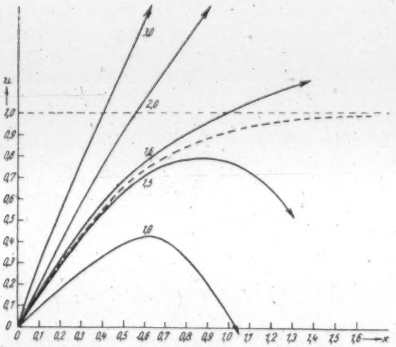


Fig. 1. Integralkurven der Differentialgleichung (17) für die Anfangsneigungen $U'(0) = 1{,}0$; $1{,}5$; $1{,}6$; $2{,}0$; $3{,}0$.

sich dabei, daß jene Lösungen, für die $U'(0) > 1{,}6$, ins positiv Unendliche, die anderen aber, für die $U'(0) < 1{,}5$, ins negativ Unendliche laufen.

Zwischen beiden Lösungstypen aber gibt es eine und nur eine Lösung, die mit einer Neigung von etwa $U'(0) = 1{,}55$ beginnt und die sich asymptotisch der Parallelen zur Abszissenachse im Abstand 1 vom Nullpunkt anschmiegt. Man kann sie mathematisch angenähert darstellen durch die Formel:

$$U \approx \operatorname{Tang} 1{,}55\, x. \qquad (18)$$

Wenn man dies in die Gleichung (14) einsetzt, so erhält man folgenden Ausdruck:

$$y = A\zeta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\zeta}{2}} \cdot \operatorname{Tang} 1{,}55\, \zeta^{\frac{1}{2}} A^{-\frac{1}{3}}. \qquad (19)$$

Diese Gleichung stellt also die verbesserte Chapmansche Dichteverteilung dar. Bei ihr ist nunmehr der Einfluß der Diffusionsvorgänge berücksichtigt. Ihr Verhalten in der Umgebung von $\zeta = 0$ ist von der geforderten Form $y = \text{const} \times \zeta$, denn wie man durch Reihenentwicklung der Exponentialfunktion erkennt, erhält man für kleine ζ:

$$y \approx 1{,}55\, \zeta A^{\frac{2}{3}} \quad \text{für } \zeta \ll 1. \qquad (20)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (11b) und (11c) wird daraus:

$$\left.\begin{aligned} \varrho &\approx \frac{1{,}55 \cdot 3}{9^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{I_0^2}{\alpha^2 v \beta \lambda_0 N_0^3}\right)^{\frac{1}{3}} N_0 e^{-\alpha z} \\ &\text{für } z \to \infty. \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

In dieser Beziehung gibt der Ausdruck:

$$C = 2{,}24 \left(\frac{I_0^2}{\alpha^2 v \beta \lambda_0 N_0^3}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad (22)$$

an, um welchen Faktor die Iondichte ϱ gegenüber der ursprünglich vorhandenen Teilchendichte $N = N_0 e^{-\alpha z}$ zurückbleibt. Entsprechend den früheren Betrachtungen ist zu verlangen, daß $C \ll 1$ sei.

Um nun die Größe von C abzuschätzen, ist es nötig, die Konstanten I_0 und β zu kennen. Die erste der beiden läßt sich leicht durch die maximale Ionendichte ϱ_m in der Chapmanschen Lösung ausdrücken:

$$I_0 = 2{,}72 \frac{\beta \sigma N_0}{\alpha} \varrho_m^2. \qquad (23)$$

Es sei hier noch bemerkt, daß sich die Größe A [Gleichung (11c)] durch ϱ_m einfach ausdrückt:

$$A = \frac{1}{\sqrt{2{,}72}} \frac{\alpha v \lambda_0 \sigma N_0}{3 \beta \varrho_m}.$$

$$\text{Analog } B = 8{,}16 \frac{\beta \varrho_m^2}{\alpha v \lambda_0 \sigma N_0} = \frac{\sqrt{2{,}72}\, \varrho_m}{A}.$$

Für ϱ_m wird man dabei etwa mit Ionendichten zwischen 10^5—10^6 I/cm^3 zu rechnen haben.

Für β setzen wir einen Wert ein, wie er bei Przibram[5]) angegeben ist und der angenähert für alle Gase gilt: $\beta = 1{,}6 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}^3}{\text{sec}}$. Der Wirkungsquerschnitt σ beträgt nach Bhar bei molekularem Stickstoff, für den wir den Zahlenwert von C jetzt berechnen wollen, etwa

$$\sigma = 3{,}16 \cdot 10^{-19}\ \text{cm}^2.$$

Die übrigen in Gleichung (22) auftretenden Konstanten sind bekannt. Für die Temperatur wählen wir $T = 300°\ K$.

Setzt man jetzt diese Zahlen ein, so erhält man für C einen Wert, der je nach dem benutzten ϱ_m zwischen $3 \cdot 10^{-6}$ und $6 \cdot 10^{-5}$ schwankt. Die analogen Zahlwerte für atomaren Sauerstoff liegen zwischen 10^{-3} und 10^{-4}, und man sieht jedenfalls, daß in den höchsten Atmosphären-

5) K. Przibram, Handbuch der Physik von Geiger-Scheel, Bd. XXII/1, S. 379. Springer, Berlin 1933.

schichten die Ionendichte um mehr als 3 Größenordnungen hinter der Teilchendichte der neutralen Gasatome zurückbleibt. Die in der Einleitung besprochene Schwierigkeit der Chapmanschen und der an sie anschließenden Theorien der Ionosphäre sind hier also völlig behoben.

Um eine Vorstellung davon zu geben, wie sich der Diffusionsfaktor U von Gleichung (18) in der Verteilungskurve der Dichte von Gleichung (19) auswirkt, sind in Fig. 2 die Verhältnisse für molekularen Stickstoff ($T = 300° K$, $\varrho_m = 10^5$ Ionen/cm³) einmal in Chapmanscher Näherung und dann nach der korrigierten Gleichung (23) dargestellt. Man erkennt sofort den

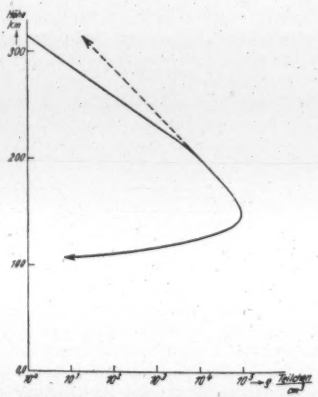


Fig. 2. Dichteverlauf der Ionen in einer Stickstoffatmosphäre von $T = 300° K$. – – – – Chapmansche Lösung (13). ——— Die Dichteverteilung nach Berücksichtigung der Diffusionseffekte (19).

stärkeren Abfall nach großen Höhen hin. Der Korrektionsfaktor U beginnt sich allerdings erst auszuwirken, wenn die Ionendichte auf etwa $^1/_{10}$ ihres Maximalbetrages abgesunken ist. Von da ab vollzieht sich der weitere Abfall dann sehr rasch.

Die hier behandelte Fragestellung ergab sich im Anschluß an Diskussionen über Fragen der hohen Atmosphäre in einem von Prof. Kolhörster, Prof. Philipp und Dr. Flügge veranstalteten Kolloquium.

Bei der Durchführung der Rechnungen halfen mir Herr Prof. Dr. Heisenberg und ebenso Herr Dr. F. Bopp durch wertvolle Anregungen und Besprechungen. Es sei mir gestattet, ihnen hierfür herzlich zu danken.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut für Phvsik, den 28. Januar 1943.

(Eingegangen 28. Januar 1943)

Über den Kernphotoeffekt im Beryllium

Von Fritz G. Houtermans und Ilse Bartz

Mitteilung aus dem Laboratorium Manfred v. Ardenne, Lichterfelde-Ost.

Zusammenfassung

Die Neutronenausbeute des (γ, n)-Prozesses am Beryllium mit γ-Strahlen von $(RaB + C)$ wird nach der Methode von Amaldi und Fermi mit der Ausbeute einer $(Ra\alpha + Be)$-Quelle verglichen. Die Ergiebigkeit der γ-Quelle pro cm Schichtdicke festes Beryllium ergibt sich aus verschiedenen Meßreihen zu $5{,}46 \pm 0{,}3$ Proz. der Ergiebigkeit der Vergleichs-α-Quelle gleichen γ-Äquivalents. Unter der Annahme, daß die ergiebigste der untersuchten $(Rn\alpha + Be)$-Quellen 22000 Neutronen/m Curie · sec emittiert und die Zahl der wirksamen γ-Quanten 0,296 γ-Quanten pro Zerfallsakt beträgt, folgt der mittlere Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$ des Be für den Kernphotoeffekt mit γ-Strahlen des $(RaB + C)$ zu

$$\bar{\sigma} = 8{,}8_3 \pm 1{,}0 \cdot 10^{-28}\ \mathrm{cm}^2.$$

1. Problemstellung

Szilard und Chalmers (1) fanden 1934, daß Beryllium unter Einwirkung von γ-Strahlen des $(RaB+C)$ Neutronen emittiert. Brasch, Lange und andere (2) benutzten diesen Effekt zur Neutronenerzeugung durch Röntgenstrahlen mittels eines Impulsgenerators. Gentner (3) untersuchte den Effekt näher und gab auf Grund ungefährer Vergleichsmessungen mit einer α-Quelle einen Wirkungsquerschnitt von $\bar{\sigma} = 2 \cdot 10^{-28}\,\mathrm{cm}^2$ für diesen Effekt an, doch kann dieser Wert nicht als sehr zuverlässig angesehen werden, da er ohne genaue Berücksichtigung der für α- und γ-Neutronenquellen verschiedenen räumlichen Dichteverteilungen der Neutronen durchgeführt wurde und die Zahl der Neutronen einer α-Quelle damals nur sehr ungenügend bekannt war. Rusinow (4) fand durch chemische Abtrennung von Radiomangan $\bar{\sigma} = 4 \pm 1 \cdot 10^{-28}\,\mathrm{cm}^2$. Da dieser Wert bei Einsetzen neuerer Werte für die Neutronenzahl einer $(Rn\alpha + Be)$-Quelle sich auf etwa $20 \cdot 10^{-28}$ erhöhte und daher zu groß schien, unternahm der eine von uns zusammen mit V. Fomin und anderen im Jahre 1937 eine genaue Ausmessung der Neutronenergiebigkeit einer $(Ra\gamma + Be)$-Quelle. Dementij, Leipunsky und Maslow (5), (6), die an diesen Messungen teilgenommen hatten, haben die Ergebnisse derselben in einer kurzen vorläufigen Mitteilung an zwei Stellen veröffentlicht[1]).

1) Eine Verminderung von $\bar{\sigma}$ und der Neutronenzahl um 4,2 Proz. ergibt sich aus der Tatsache, daß bei der Integration der B_ϱ-Kurve seinerzeit das Intervall von $r = 0$ bis $r = 3{,}0$ cm (d. h. die Be-Kugel selbst) mit berücksichtigt wurde, was nicht berechtigt ist, da die Neutronenabsorption für thermische Neutronen im Be (der faktischen Dichte ϱ) klein gegen die im Wasser ist.

Inzwischen wurden weitere Messungen der relativen Ausbeute einer γ-Neutronenquelle veröffentlicht von v. Halban (7), der für *Th-C*-γ-Strahlung $\bar{\sigma} = 3{,}1 \pm 0{,}4 \cdot 10^{-28}$ cm² erhielt, ferner v. Frisch, v. Halban und Koch (8), die für $(Ra\gamma + Be)$ $\bar{\sigma} = 15{,}8 \cdot 10^{-28}$ cm² erhielten. Ollano (9) gibt die Ergebnisse einer Absolutmessung der Neutronenzahl von $(Rn\gamma + Be)$ und $(Rn\alpha + Be)$, aus denen sich $\bar{\sigma} = 10{,}8 \cdot 10^{-27}$ cm² errechnet. Auch die letztgenannten drei Arbeiten sind nach der Methode von Amaldi und Fermi (10) durchgeführt. Eine Übersicht über die Ergebnisse der verschiedenen Autoren zusammen mit denen der vorliegenden Arbeit findet sich in Tabelle V. Eine genaue Kenntnis von σ des Berylliums für den Kernphotoeffekt besitzt nicht nur theoretische Bedeutung als Wirkungsquerschnitt eines Kernphotoeffekts an dem Element, das die geringste Abtrennungsarbeit des Neutrons zeigt und möglicherweise einer Rechnung nach einem verfeinerten Einkörpermodell zugänglich wäre (11), sondern hat darüber hinaus auch große praktische Bedeutung. Diese liegt vor allem daran, daß sie die überhaupt zu erzielende Ausbeute von $(Ra\gamma + Be)$-Neutronenquellen und Quellen mit harten Röntgenstrahlen zu berechnen gestattet, die gerade neuerdings durch die Möglichkeit der Beschleunigung von Elektronen zu sehr hohen Energien ohne Hochspannungsanlage nach dem Prinzip von Wideröe und Rutherford (12, 13, 14) aktuell geworden ist.

Außerdem aber besitzen wir im Beryllium das Material zu einer „Kernphotozelle", die von allen Elementen die langwelligste Grenze zeigt. Die Empfindlichkeit dieser Photozelle für γ-Strahlung und ihre Wellenlängenabhängigkeit sind daher von großem Interesse. In vorliegender Arbeit wird über Messungen berichtet, die zunächst die Bestimmung der relativen Neutronenausbeute einer $(Rn\gamma + Be)$- zu einer $(Ra\alpha + Be)$-Quelle zum Ziele hatten.

2. Messung der Amaldi-Fermi-Kurve für $(Ra\gamma + Be)$

A. Ältere Messung (1937, durchgeführt mit V. Fomin, A. Leipunsky, Maslow und Dementij).

Bei den 1937 durchgeführten Messungen des einen von uns und der oben genannten Mitarbeiter wurde mit Rhodium als Indikator für *C*-Neutronen (unter Abzug des Effekts mit 0,56 gr/cm² *Cd*) die räumliche Verteilungskurve der Neutronendichte in einem Wassertopf nach Amaldi und Fermi aufgenommen. Gemessen wurde die Aktivität des Indikators ohne einseitige Abdeckung mit Kadmium. Das Verhältnis der durch *C*-Neutronen hervorgerufenen Aktivität zu der mit einseitiger *Cd*-Abdeckung wurde für beide Arten von Quellen unabhängig von der Entfernung des Indikators vom Zentrum bei einer Rhodiumdicke von 0,1 mm zu 4,6 gefunden.

Die effektive Schichtdicke $\bar{r}_{eff} = \varrho/\varrho_0 \bar{r}$ des in einer Kugel von 3 cm Radius untergebrachten Berylliums (112 Gramm) betrug, umgerechnet auf die Dichte massiven Berylliums von $\varrho_0 = 1{,}85$ g/cm³, $\bar{r}_{eff} = 1{,}605$ cm.

Eine Korrektur für den Neutronenhintergrund der γ-Quelle ohne *Be* wurde nicht vorgenommen, doch betrug dieser weniger als etwa 1–2 Proz., da die benutzten γ-Präparate aus Platin bestanden. Als α-Vergleichsquelle diente ein *Rn*-Röhrchen mit *Be*-Pulver. Das Verhältnis γ von γ-Quellen zur $(Rn\alpha + Be)$-Quelle gleicher γ-Aktivität betrug $12{,}6 \pm 1{,}2$ Proz. Nehmen wir den Neutronennutzeffekt der benutzten Vergleichsquelle $(Rn + Be)$ zu $= 85 \pm 8{,}5$ Proz. an, so folgt für das Verhältnis γ der $Ra\gamma + Be$-Quelle, die damals benutzt wurde, zur „idealen" Vergleichsquelle $Rn\alpha + Be$ der Wert

$$\gamma = 10{,}75 \pm 1{,}5 \text{ Proz.}$$

B. Neue Messung (1942).

Diese Messungen wurden zunächst wieder durch Aufnahme der Dichtekurve der Neutronen in einem großen Wassertopf von 80 cm Durchmesser durchgeführt. Die Apparatur ist in einer kürzlich erschienenen Arbeit des einen von uns (15) beschrieben und bestand aus einer im Zentrum des Topfes angebrachten Kugel aus 1 mm starkem *Al*-Blech von 4,0 cm innerem Radius, in deren Zentrum sich ein *Em*-Röhrchen befand und einer Vorrichtung, die die Anbringung des Indikators in variabler Entfernung vom Zentrum gestattete. Als Indikator erwies sich metallisches Mangan von 1 mm Dicke und 20×30 mm Fläche als außerordentlich geeignet, da Mangan praktisch nur für thermische Neutronen empfindlich ist und wegen seiner relativ großen Halbwertszeit (155,4 min) schon bei einer einzelnen Bestrahlung recht genaue Messungen erlaubt. Als α-Vergleichsquelle diente eine konstante $(Ra\alpha + Be)$-Quelle dieses Laboratoriums von 9,8 mg Radiumäquivalent, die sich im Zentrum einer Hohlkugel gleicher Größe und Beschaffenheit befand wie die, welche zur Aufnahme des Berylliums diente. Gemessen wurde ohne jede *Cd*-Abschirmung, also in der von Fermi eingeführten Bezeichnungsweise, die Größe $A_r \cdot r^2$. Die Größe $A_r \cdot r^2$ ist für beide Quellen in den Abb. 1 und 2 gegeben. Die natürliche Neutronenemission der γ-Quelle bildet zusammen mit den Photoneutronen aus dem im Wasser enthaltenen natürlichen schweren Wasser einen kleinen Neutronenhintergrund der γ-Quelle,

dessen räumliche Verteilung nicht sehr genau gemessen werden könnte, da sie bei der verfügbaren Intensität der γ-Quelle nur verhältnismäßig kleine Aktivitäten gab. Alle Messungen wurden mit einem β-Strahlzählrohr von 200 μ Wandstärke aus Duraluminium durchgeführt, das zusammen mit dem mechanischen Zählwerk

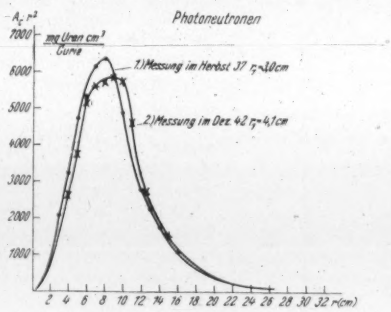


Fig. 1. Dichteverteilung der Neutronen im Wassertopf für Photoneutronenquelle. Ordinate: $A_c \cdot r^2$, Abszisse: R, Quelle: $(Rn\gamma + Be)$.

mittels einer Serie von β-Strahlstandards geeicht war. Alle Intensitäten sind in Milligramm Uran der Standardserie ausgedrückt und beziehen sich auf den genannten Mangan-Indikator. Das Verhältnis A_c/B_c, das durch Messung mit einseitiger Cd-Abschirmung von 0,56 g/cm² Cd erhalten

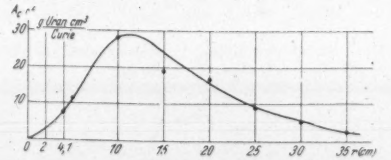


Fig. 2. Dichteverteilung der Neutronen im Wassertopf. Ordinate: $A_c \cdot r^2$, Abszisse: r, Quelle: $(Ra\alpha + Be)$ (Standard-α-Präparat) in Hohlkugel von 4,1 cm Radius.

wurde, ergab sich für den angewandten Indikator unabhängig von der Quelle und dem Abstand vom Zentrum zu 2,6. Die in Abb. 1 gegebenen Ordinaten sind in Milligramm Uran der Standardserie – ohne Berücksichtigung des Zählrohrnutzeffekts und des Unterschiedes der Zählrohrempfindlichkeit und Wandabsorption für die β-Teilchen von Uran X_2 und Radiummangan – nach Vornahme der folgenden Korrekturen und Umrechnungen angegeben:

1. Korrektur für endliches Auflösungsvermögen und Unproportionalität des Zählrohrs.
2. Umrechnung für Abklingung der Indikatoraktivität nach dem Ende der Bestrahlung.
3. Umrechnung für endliches Zeitintervall der Messung.
4. Umrechnung für normale Fläche des Indikators (2 × 3 cm) in denjenigen Fällen, in denen mit anderen Indikatorgrößen als der normalen gemessen wurde.
5. Umrechnung auf unendliche Bestrahlungszeit.
6. Umrechnung für Abklingung der Emanation im Fall von *Em*-Präparaten (Rückdatierung auf einen willkürlich gewählten Zeitnullpunkt der Emanation).
7. Umrechnung auf 1 Grammäquivalent Radium, gemessen aus der γ-Aktivität bei 5-mm-Bleiabschirmung.
8. Umrechnung auf konstante Zählrohrempfindlichkeit durch Vergleich mit der Serie der Uranstandards.

Gemessen wurde im Falle der γ-Quelle bis zu einer Entfernung von $r = 25$ cm und im Falle der α-Quelle bis zur $r = 35$ cm. Der Abfall von $A_c \cdot r^2$ mit r erfolgt nach dem von Amaldi und Fermi (10) gegebenen Gesetz für große r

$$A_c r^2 = A_{c,R} \cdot R^2 \cdot e^{-r/r_e}, \qquad (1)$$

wobei sich r_e für die γ-Quelle zu $3{,}93 \pm 0{,}2$ cm und für die α-Quelle in Übereinstimmung mit Frisch, v. Halban und Koch und Amaldi und Fermi zu 9,43 cm ergibt. Fig. 3 gibt in logarithmischem Maßstab den äußeren Teil der Kurven für $A_c \cdot r^2$ nach verschiedenen Autoren. Graphische Integration der Kurven für $A_c \cdot r^2$ ergibt $54{,}2 \pm 3$ g U-Stand. cm³/Curie nach Abzug des Neutronenhintergrundes der γ-Quelle von der Hohlkugel allein von $6{,}46 \pm 0{,}50$ Proz. für die genannte γ-Quelle $(Ra\gamma + Be)$ $50{,}7 \pm 3{,}0$ g Standard-Uran cm³/Curie, für die α-Quelle $(Ra + Be)$ 477 ± 10 g Standard-Uran cm³/Curie. Die Relativausbeute γ_A, bezogen auf unser Standardpräparat, betrug also

$$\gamma_A = 10{,}63 \pm 0{,}67 \text{ Proz.}$$

Die Berylliumkugel enthielt 248,2 g *Be*. Die Raumerfüllung des *Be*-Pulvers in der Kugel betrug also, bezogen auf die Dichte $\varrho_0 = 1{,}85$ g/cm³ des festen Berylliums, 50,8 Proz. und die effektive mittlere Schichtdicke, nach einer kleinen Korrektur für die endliche Ausdehnung des *Em*-Röhrchens, $\bar{r}_{eff} = 1{,}755$ cm. Um hieraus zu einer Bestimmung der wahren Relativausbeute der

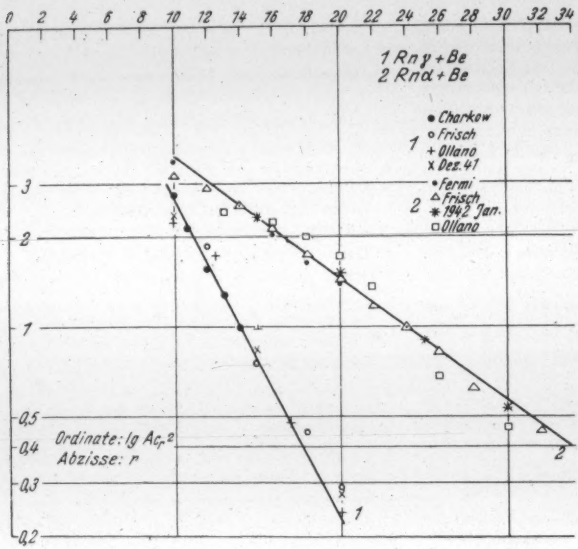


Fig. 3. Dichteverteilung der Neutronen im Wassertopf in logarithmischer Darstellung für große Abstände von der Quelle, nach verschiedenen Autoren. Ordinate: $^{10}\log A_c \cdot r^2$, Abszisse: r. Die Kurven der einzelnen Autoren sind für die Photoneutronenquelle ($Ra\gamma + Be$) (Kurve 1) bei $r = 14{,}0$, für die α-Neutronenquelle (Kurve 2), bei $r = 16{,}0$ cm künstlich zur Koinzidenz gebracht.

direkt den Wert des Integrals $\int_{r_1}^{r_2} A_c \cdot r^2 dr$ zwischen bestimmten Grenzen r_1 und r_2 zu messen gestattet. Verschiedene Ausführungsformen einer solchen Anordnung wurden kürzlich von dem einen von uns (15) beschrieben.

Gemessen wurde mit 3 Integralindikatoren aus Goldblech von 0,1 mm Dicke, die parabelförmige Begrenzungen hatten und die an einem langen Zählrohr gemessen wurden, das auf Konstanz der Empfindlichkeit längs der Achse für die ganze Länge der Indikatorbleche sorgfältig geprüft worden war. Die Integrationsgrenzen der 3 Integratorbleche sind in Tabelle I gegeben, zusammen mit den Empfindlichkeitsfaktoren derselben, bezogen auf den Indikator Nr. 1. Ist q die Aktivität eines Integralindikators pro Neutron, so stehen, da die größte Breite jedes Integralindikators für $r = r_2$ gleich ist, die q-Werte der einzelnen Bleche im Verhältnis

$$q_{\mathrm{I}} : q_{\mathrm{II}} : q_{\mathrm{III}} = 15{,}1^{-2} : 26{,}1^{-2} : 37{,}1^{-2},$$

d. h. im umgekehrten Verhältnis der Quadrate der äußeren Integrationsgrenzen.

γ-Quelle zu kommen, muß γ_A noch auf die Ergiebigkeit einer idealen ($Rn\alpha + Be$)-Quelle bezogen werden. Ist η_a der Nutzeffekt der angewandten ($Ra\alpha + Be$)-Standardquelle im Vergleich zu einer „idealen" ($Rn\alpha + Be$)-Quelle, d. h. einer solchen, wo alle α-Teilchen sich im Beryllium totlaufen, so wird das Verhältnis γ von γ-Quelle zu „idealer" α-Quelle

$$\gamma = \frac{N_\gamma}{N_\alpha} = \eta_a \cdot \gamma_A . \qquad (2)$$

Durch Vergleichsmessungen mit einer Anzahl ($Rn\alpha + Be$)-Quellen wurde η_a zu etwa $82{,}9 \pm 5$ Proz. ermittelt.

Hieraus folgt aus dem Ergebnis der Integration der Amaldi-Fermi-Kurven vorläufig für γ der Wert $\gamma = 8{,}81 \pm 0{,}71$ Proz.

Tabelle I

Integrationsgrenzen und Empfindlichkeit der Integralindikatoren

	Untere Grenze r_1 in cm	Obere Grenze r_2 in cm	q/q_1	q_1/q
Blech I	4,1	15,1	1	1
Blech II	15,1	26,1	0,335	2,988
Blech III	26,1	37,1	0,166	6,037

3. Messungen mit dem Integralindikator

Statt durch graphische oder numerische Integration der Kurve für $A_c \cdot r^2$ oder $B_c \cdot r^2$ läßt sich die Ergiebigkeit einer Neutronenquelle nach der Methode von Amaldi und Fermi auch durch eine Meßanordnung durchführen, die

Die Ergebnisse der Messungen mit den Integralindikatoren sind in Tabelle II gegeben und zwar

1. für die Photoneutronenquelle ($Ra\gamma + Be$), die gleiche, an welcher die Kurve 2 der Fig. 1 und 3 gemessen wurde,

Tabelle II
Meßergebnisse mit den *Au*-Integral-Indikatoren
Aktivität (in mg U.-Stand./Curie)

Quelle	I_n Neutronenintensität	Blech I	Blech II		Blech III		ΣN_i
		$N_I = A_I$	A_{II}	N_{II}	A_{III}	N_{III}	
Photoneutronen ($Ra\gamma + Be$)	—	92,16 ± 0,27	3,20 ± 0,09	9,56 ± 0,27	—*)	—*)	101,72 ± 0,38
Neutronenhintergrund der γ-Quelle	—	3,25 ± 0,15	0,88 ± 0,11	2,62 ± 0,34	—*)	—*)	6,60 ± 0,52
$Ra\alpha + Be$ (Standard-α)-Präparat	1,000	445,2 ± 1,8	98,8 ± 0,8	295,2 ± 2,4	17,6 ± 0,4	106,2 ± 2,1	846,6 ± 4,0
Maximales ($Rn\alpha + Be$)-Präparat	1,206 ± 0,003	—	—	—	—	—	—

*) Messungen mit Blech III gaben mit der γ-Quelle so kleine Werte, daß der Fehler des Gesamtergebnisses sich geringer ergab, wenn schon von $r_2 = 26{,}1$ cm an mittels der Amaldi-Fermi-Kurven (Abb. 1, 2 und 3) bis ∞ korrigiert wurde.

2. für den Neutronenhintergrund der gleichen Quelle, die sich hierfür in einer Hohlkugel von 4 cm innerem Radius befand,
3. für die konstante Standard-Neutronenquelle ($Ra\alpha + Be$), ebenfalls in der gleichen Hohlkugel.

Ist N die der Neutronenzahl proportionale Gesamtaktivität der 3 Integralindikatoren, umgerechnet auf die Neutronenempfindlichkeit des Integrators I, so ist, wenn A_I, A_{II}, A_{III} die Aktivitäten der 3 einzelnen Integratoren und N_I, N_{II}, N_{III} die umgerechneten Aktivitäten bedeuten,

$$N_i = q_I/q_i \cdot A_i \qquad (3)$$

$$N = (1 + \nu)\,\Sigma N_i \qquad (4)$$

wo ν ein kleines Korrekturglied bedeutet, das das Verhältnis der außerhalb der Integrationsgrenze des äußersten Integrationsblechs vorhandenen Neutronenmenge, zu der innerhalb einer Kugel mit diesem Radius befindlichen Neutronenmenge bedeutet. Das Korrekturglied ν dient zur Korrektur des mit den Integrationsindikatoren gemessenen Integralwerts mit fester oberer Grenze r_2 für eine unendliche obere Integrationsgrenze.

ν hängt naturgemäß von der Energie der Primärneutronen, und zwar besonders von deren energiereichster Komponente ab. Experimentell läßt sich bei Kenntnis der Kurven für $A_c \cdot r^2$ das Korrekturglied in einfacher Weise durch graphische Ingration ein für allemal ermitteln, wobei die Messung wesentlich dadurch vereinfacht wird, daß außerhalb r_2 die Größe $A_c \cdot r^2$ nach Gleichung (1) exponentiell abfällt. Die Konstante r_s des Exponentialgesetzes (1) wurde, wie oben erwähnt, für die Quellen ($Ra\alpha + Be$) und ($Ra\alpha + Be$) zu $r_s = 9{,}43$ cm, für die Photoneutronenquelle zu $r_s = 3{,}93$ cm und für den Neutronenhintergrund des γ-Präparates zu $r_s \approx 7$ cm bestimmt. Die Werte von r_s für die verschiedenen gemessenen Neutronenquellen sowie die sich hieraus ergebenen Werte des Korrektionsgliedes, ferner die zugehörigen Werte von N_i, sowie die korrigierten Werte für N des Goldintegratorensatzes sind in Tabelle III gegeben. Für α-Präparate muß der so ermittelte Wert von N noch auf den Neutronen-Nutzeffekt des Standard-α-Präparates umgerechnet werden, wozu die Messung der Neutronenintensität I_n des betreffenden α-Präparates dient. Die Größe I_n („intensità neutronica" von Amaldi-Fermi) wurde für jedes α-Präparat auf einem genau nach den Angaben von Amaldi und Fermi gebauten Paraffinblock und außerdem im Wassertopf bei $r = 4{,}1$ cm gemessen. Hierbei ergaben sich immer gut übereinstimmende Werte der Neutronenintensität der Präparate im Vergleich zu dem Standard-α-Präparat. Das Verhältnis der Sättigungsaktivitäten für einen Mangan-Indikator von 2×3 cm im Wassertopf bei $r = 4{,}1$ cm ohne *Cd*-Abschirmung, d. h. direkt an der Hohlkugel, in der sich das α-Neutronenpräparat befand zu der bei einseitiger Bestrahlung auf dem Zentrum des Fermi-Blocks erzielten Aktivität, ergab sich zu 3,58 + 0,02. Die Werte der Neutronenintensität I_n für die einzelnen α-Präparat

Tabelle III

Ergebnisse der Messungen mit den Integral-Indikatoren

Quelle	r_s cm	ν für $r_2 = 37{,}1$ cm Prozent	ν für $r_2 = 26{,}1$ cm Prozent	$(1+\nu)\sum N_i$ mg U-Stand./Curie
Photoneutronen $(Ra\gamma + Be)$ + Neutronenhintergrund	3,93 ± 0,12	0,00 ± 0,02	0,36 ± 0,18	102,08 ± 0,42
Neutronenhintergrund der γ-Quelle	(7)	3,2 ± 0,5	12,5 ± 1,5	6,60 ± 0,52
$(Ra\alpha + Be)$-Standard-α-Präparat	9,43 ± 0,05	4,34 ± 0,08	14,84 ± 0,5	883,3 ± 4
Photoneutronen nach Abzug des Neutronenhintergrunds $(Ra\gamma + Be)$	—	—	—	95,48 ± 0,67

sind so normiert, daß für das Standard-$(Ra\alpha + Be)$-Präparat $I_n = 1$ gesetzt wurde. I_n wurde für eine größere Anzahl von $(Rn\alpha + Be)$-Präparaten gemessen, wobei sich im Vergleich zu dem Standard-$(Ra\alpha + Be)$-Präparat für das α-Präparat mit maximaler Neutronenintensität ein Wert von $I_n = 1{,}206 \pm 0{,}003$ ergab. Wird dieses Präparat als „ideal" angenommen, so folgt hieraus für den Neutronennutzeffekt des Standard-Präparates der oben angenommene Wert von $\eta_{n,1} = 82{,}9$ Proz., der aber in Wirklichkeit eine obere Grenze darstellt. Durch die Unsicherheit in η_n können sich die Werte von γ und damit des Wirkungsquerschnittes noch etwas erniedrigen.

Aus den gemessenen Werten N ergibt sich das Verhältnis der Neutronenausbeute der Photoneutronenquelle nach Abzug des Neutronen-Nulleffekts zu derjenigen der Standard-α-Quelle $(Ra\alpha + Be)$, also die Größe γ_1 zu

$$\gamma_1 = 10{,}805 \pm 0{,}091 \text{ Proz.}$$

Hieraus folgt, wenn $\eta_{n,1}$ der Standardquelle $= 82{,}9 \pm 5$ Proz. gesetzt wird,

$$\gamma = 8{,}96 \pm 0{,}46 \text{ Proz.}$$

Der mittels der Ingraterbleche gemessene Wert von γ_1 stimmt also innerhalb der durch das Wurzelkriterium gegebenen Fehlergrenzen völlig mit dem oben aus der Amaldi-Fermi-Kurve ermittelten Wert für die gleiche Quelle von $10{,}76 \pm 1{,}5$ Proz. überein. Der größte Unsicherheitsfaktor in der Bestimmung von γ liegt demnach in der Schwierigkeit, eine ideale $(Rn\alpha + Be)$-Quelle zu verwirklichen, wodurch die relativ große Unsicherheit von η_n, die wir zu 5 Proz. angesetzt haben, begründet ist. Es liegt daher nahe, der Definition eines primären Neutronenstandards nicht eine α-Quelle, sondern eine γ-Quelle zugrunde zu legen. Diesbezügliche Arbeiten zur Absoluteichung einer γ-Neutronenquelle sind in Aussicht genommen.

4. γ-Strahlabsorption für harte γ-Strahlung im Beryllium

Für die Kenntnis der Ergiebigkeit einer Photoneutronenquelle mit $(RaB + C)$ als γ-Strahlenquelle ist es nötig, den Absorptionskoeffizienten des Berylliums für den Kernphotoeffekt μ_K zu kennen. Um diesen aus den Werten für N_γ ermitteln zu können, ist es nötig, die Größe N_a, d. h. die Zahl der von 1 mCurie pro sec einer „idealen" $(Rn\alpha + Be)$-Quelle emittierten Neutronen und bei größeren Schichtdicken $\bar{r}_{\text{eff}}$ den Schwächungskoeffizienten der γ-Strahlen im Beryllium μ_γ zu kennen. Da letzterer wesentlich größer ist als μ_K, genügt für diese Korrektur eine nur sehr ungenaue Kenntnis von μ_K.

Ist

$$\mu_i = \mu_{\gamma,i} + \mu_{K,i} \tag{5}$$

der gesamte Absorptionskoeffizient der γ-Quanten einer Energie E_i hinsichtlich der Schwächung des Kernphotoeffekts, so wird die Zahl der Photoneutronen N_γ streng

$$N_\gamma = \sum_i N_{\gamma,i} = \sum_i \frac{\mu_{K,i}}{\mu_i} \left(1 - e^{-\mu_i \bar{r}_{\text{eff}}}\right) \cdot \eta_{\gamma,i} N_a \tag{6}$$

Hierin ist N_a die Zahl der Zerfallsprozesse pro mCurie und sec und $\eta_{\gamma,i}$ die Zahl der pro Zerfallsakt emittierten γ-Quanten der Energie E_i. Die für den Photoeffekt maßgebende Schwächung der γ-Strahlung ist, da Paarschöpfung am Be neben dem Comptoneffekt keine Rolle spielt, für die in Frage kommenden Energien im wesentlichen durch diesen gegeben und da die E_i des RaC-Spektrums, die Photoeffekt auslösen können, nur wenig oberhalb der Energieschwelle für diesen von 1,628 eMV liegen, ist es gerechtfertigt, zur Berechnung der $\mu_{\gamma,i}$ den integralen Comptonquerschnitt nach der Klein-Nishina-Formel einzusetzen. In Fig. 4 ist μ_γ und μ_γ^{-1} für Beryllium gegeben, wobei vorausgesetzt wird, daß jeder Streuprozeß die Energie des γ-Quants schon so stark vermindert, daß dieses kein zweites Mal ein Photoneutron auslösen kann.

Bei den angewandten Schichtdicken und Energien ist dies aber zweifellos der Fall. Faktisch ist

$$\mu_{K,i} \ll \mu_i \,, \tag{7}$$

so daß in Gleichung (6) für μ_i einfach $\mu_{\gamma,i}$ gesetzt werden kann. Der Ausdruck $\mu_i^{-1}(1 - e^{-\mu_i \cdot \bar{r}_{\text{eff}}})$ in Gleichung (6) ist für kleine Schichtdicken einfach gleich $\bar{r}_{\text{eff}}$, und die Berücksichtigung der exponentiellen Schwächung der γ-Strahlung in der

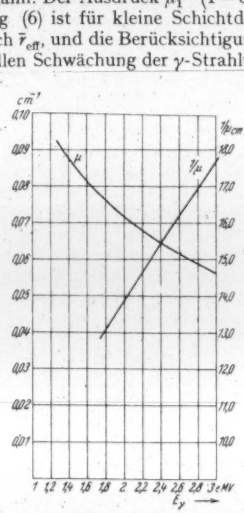


Fig. 4. Integraler Streukoeffizient μ (für Streuung über die ganze Kugel) von Beryllium und $1/\mu$ in Abhängigkeit von der γ-Strahlenergie.

Quelle hat für die angewandten Schichtdicken nur den Charakter einer kleinen Korrektur. Wir dürfen aus diesem Grunde auch die Exponentialfunktion in Gleichung (6) bis zum quadratischen Glied nach $\mu_i \cdot r_{\text{eff}}$ entwickeln und erhalten für den Korrekturfaktor f_i

$$f_i = \left(1 - e^{-\mu_i \bar{r}_{\text{eff}}}\right) \mu_i \bar{r}_{\text{eff}} \tag{8}$$

den Ausdruck

$$f_i = (1 - \mu_i \bar{r}_{\text{eff}}/2) \,. \tag{9}$$

Außerdem dürfen wir, solange die Genauigkeit der fraglichen Messungen nur einige Prozent beträgt, den Unterschied der Korrekturfaktoren f_i für die einzelnen γ-Linien vernachlässigen und den Korrekturfaktor f_i durch ein gewogenes Mittel der einzelnen f_i ersetzen, wobei wir die Relativintensitäten $\eta_{\gamma,i}$ als Gewichte benutzen und diesen Faktor aus der Summe [Gleichung (6)] herausheben. Sei dieser Faktor f_{abs}

$$f_{\text{abs}} = \sum_i f_i \cdot \eta_{\gamma,i} \Big/ \sum_i \eta_{\gamma,i} \tag{10}$$

so wird wegen Gleichung (9)

$$f_{\text{abs}} = 1 - \frac{\bar{r}_{\text{eff}}}{2} \cdot \frac{\sum \mu_i \eta_{\gamma,i}}{\sum \eta_{\gamma,i}} = 1 - \bar{r}_{\text{eff}} \cdot 0{,}0369 \tag{11}$$

$$N_\gamma = f_{\text{abs}} \cdot N_\alpha \cdot \bar{r}_{\text{eff}} \cdot \sum \eta_{\gamma,i} \mu_{K,i} \,. \tag{12}$$

Die Faktoren f_{abs} sind auf Grund der neu berechneten Werte $\eta_{\gamma,i}$ in Spalte 5 der Tabelle V für die dort angeführten Messungen gegeben. Zur Berechnung von $\bar{r}_{\text{eff}}$ für zylindersymmetrische Quellen, wie sie z. B. Frisch, v. Halban und Koch und Ollano benutzen, diente eine unter der Voraussetzung abgeleitete Formel, daß sich eine punktförmige γ-Quelle im Zentrum des Zylinders befindet. Ist R der Radius, $2\,h$ die Höhe eines Vollzylinders, so ist für diesen

$$\bar{r} = h \ln \frac{(h^2 + R^2)^{1/2}}{h} + R \operatorname{arctg} h/R \,. \tag{13}$$

Ist $\bar{r}'$ die mittlere Schichtdicke des durch die äußere, $\bar{r}''$ die des durch die innere Oberfläche eines konzentrischen Hohlkörpers begrenzten Raumes, so wird seine mittlere Schichtdicke $\bar{r}$ gemäß der Definition

$$\bar{r} = \bar{r}' - \bar{r}'' \tag{14}$$

Praktisch sind, abgesehen von der Messung von Ollano (9) alle Messungen des Kernphotoeffektes am Beryllium Relativbestimmungen im Vergleich zu einer $(Rn\alpha + Be)$-Quelle. Sei N_α die Zahl der pro sec von 1 m/Curie einer solchen „idealen" α-Quelle emittierten Neutronen, so wird das gemessene Verhältnis γ von Photoneutronen- zu α-Neutronenquelle:

$$\gamma = f_{\text{abs}} \cdot \bar{r}_{\text{eff}} \cdot \varphi = \frac{N_\gamma}{N_\alpha} \bar{r}_{\text{eff}} \cdot f_{\text{abs}} \cdot \sum \eta_{\gamma,i} \mu_{K,i} \tag{15}$$

$$\varphi = \gamma / \bar{r}_{\text{eff}} \cdot f_{\text{abs}} \,.$$

Um von Annahmen über die Werte der $\eta_{\gamma,i}$ sowie über die Neutronennutzeffekte η_n der benutzten Vergleichsquellen $(Rn\alpha + Be)$ und N_α frei zu kommen, ist es günstig, die Werte von φ der einzelnen Autoren ebenfalls zu vergleichen. Tabelle V gibt die von diesen gemessenen Werte von φ, wobei also φ die Bedeutung des Verhältnisses der Neutronenzahl einer $(Rn\gamma + Be)$-Quelle von 1 cm Schichtdicke festen Berylliums — korrigiert für kleine Be-Schichtdicken der γ-Quelle — zu der Zahl der Neutronen einer „idealen" $(Rn\alpha + Be)$-Quelle gleicher γ-Äquivalenz hat.

Aus den oben gegebenen Werten von γ folgt, mit den für sehr kleine Schichtdicke korrigierten Werten, die den geometrischen Verhältnissen dieser Quellen entsprechen, aus der Messung im Herbst 1937 mit $r_{\text{eff}} \cdot f_{\text{abs}} = 1{,}510$ cm $\pm$ 2 Proz.

der Wert $\varphi = 7{,}12 \pm 1{,}0$ Proz.cm^{-1}, aus der Messung der Amaldi-Fermi-Kurve im Jahre 1942 mit $r_{\text{eff}} \cdot f_{\text{abs}} = 1{,}641$ cm $\pm$ 2 Proz. der Wert $\varphi = 5{,}39 \pm 0{,}45$ Proz. cm^{-1} und aus der Messung mit den Integratorblechen der wesentlich genauere Wert von $\varphi = 5{,}46 \pm 0{,}29$ Proz. cm^{-1}.

5. Berechnung des mittleren Wirkungsquerschnittes $\bar{\sigma}$ für den Kernphotoeffekt am Beryllium

Um aus den gemessenen Werten von φ den mittleren Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$ des *Be*-Kerns für den Kernphotoeffekt zu berechnen, ist es nötig, N_α und die Zahl der wirksamen γ-Quanten pro Zerfallsakt zu kennen. Ist

$$\eta_\gamma = \sum_i \eta_{\gamma,i} \tag{16}$$

für die einzelnen γ-Linien, so ist der mittlere Querschnitt $\bar{\sigma}$ für den Photoeffekt definiert durch

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\eta_\gamma} \sum_i \eta_{\gamma,i} \sigma_i , \tag{17}$$

wo σ_i die Absorptionsquerschnitte des Photoeffekts für γ-Strahlen der Energie E_i sind. Hieraus folgt nach Gleichung (14) für $\bar{\sigma}$

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\varrho_0} \cdot \frac{M}{L} \cdot \frac{1}{N_z} \cdot \frac{N_\alpha}{\eta_\gamma} \cdot \varphi , \tag{18}$$

wo M das Atomgewicht des Berylliums, L die Loschmidtsche Zahl ist, mit $M/L = 14{,}964 \cdot 10^{-24}$g und $N_z = 3{,}72 \cdot 10^7$ Zerfallsakte/sec

$$\bar{\sigma} = 2{,}174 \cdot 10^{-31} \frac{N_\alpha}{\eta_\gamma} \varphi \text{ cm}^2. \tag{19}$$

Für N_α wollen wir als zur Zeit wohl besten Wert $N = 22000$ Neutronen/m Curie sec annehmen. Für η_γ wurde bisher der Wert von Ellis (16) benutzt, der auf einer Messung der Relativintensitäten des γ-Spektrums von $(RaB + C)$ von Ellis und Aston (16) und einer kalorimetrischen Bestimmung der γ-Strahlenenergie von Ellis und Wooster (17) beruht. Danach sind oberhalb der Schwelle des Kernphotoeffekts am *Be* bei 1,628 eMV nur die beiden Linien bei $E_i = 1{,}78$ eMV und 2,21 eMV mit den $\eta_{\gamma,i} = 0{,}258$ bzw. $\eta_{\gamma,2} = 0{,}074$ wirksam, woraus für η_γ der Wert $\eta_\gamma = 0{,}332$ folgt. Dieser Wert wurde auch von Frisch, v. Halban und Koch (8) sowie vom Verfasser bei der vorläufigen Veröffentlichung der älteren Messung (5, 6) benutzt. Inzwischen sind aber durch Alichanow und Latyschew, sowie durch Latyschew, Kompanejetz, N. P. Borisov und Gusak wesentlich genauere Messungen der Relativintensität des γ-Spektrums sowohl nach der Methode der Comptonelektronen (18) als auch nach der Methode der Paarschöpfung (19) durchgeführt worden, die zusammen mit der alten kalorimetrischen Messung der γ-Strahlenenergie und den Angaben von Ellis über die Energie der γ-Strahlen des *RaB* und des weichen Anteils der γ-Strahlen des *RaC* eine Neuberechnung der $\eta_{\gamma,i}$ für den gesamten kurzwelligen Teil des γ-Spektrums des *RaC* ermöglichen. Entsprechend den Angaben der Tabelle von Ellis (16) wurde für die mittlere Gesamtenergie der γ-Strahlen des *RaC'* mit Energien $E_i \geqq 1{,}10$ eMV der Wert $\bar{E} = 1{,}023$ eMV/Zerfallsakt berechnet und auf die γ-Linien von $E_i = 1{,}160$ bis $E_i = 2{,}420$ eMV entsprechend den Relativintensitäten der zusammenfassenden Tabelle von Latyschew und Mitarbeitern (18) verteilt, die auf einem Mittelwert der nach beiden Methoden gewonnenen Intensitäten beruht. Die so berechneten Werte der Absolutintensitäten des *RaC*-Spektrums sind zusammen mit den Relativintensitäten nach Latyschew in Tabelle IV wiedergegeben.

Tabelle IV

Relativ- und Absolutintensitäten im harten Teil des γ-Spektrums von *RaC'* nach Ellis und Wooster und Alichanow und Latyschew, neu berechnet

Energie E (eMV)	Relativintensität I_{rel}	Absolutintensität $\eta_{\gamma,i}$ Quanten pro Zerfallsakt	
1100	2,41	0,1422	
1210	0,56	0,0330	
1290	0,44	0,0260	
1390	1,19	0,0702	
1520	0,71	0,0419	
1620	0,54	0,0319	
1690	0,40	0,0236	
1750	2,42	0,1427	
1820	0,41	0,0242	
2090	0,37	0,0218	$\eta_\gamma = 0{,}2963$
2200	1,00	0,0590	
2420	0,5	0,0250	

Für den gesamten im Kernphotoeffekt wirksamen Teil des Spektrums oberhalb 1,628 eMV (also mit Ausschluß der Linien bis zu 1,620 eMV einschließlich) ergibt sich

$$\eta_\gamma = 0{,}296$$

und mit $N = 22000 \pm 2000$ neutr/sec Curie nach Gleichung (19)

$$\bar{\sigma} = 1{,}616 \cdot 10^{-26} \cdot \varphi \text{ cm}^2.$$

Aus der Messung von φ mittels des Integrals der A_c-Kurve ergibt sich mit den genannten Werten von N_α und η_γ der Wert

$$\bar{\sigma} = 10{,}6 \pm 2{,}4 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

Tabelle V

Kern-Photoeffekt am Beryllium. Übersicht über die Ergebnisse

Autoren	γ-Quelle	Schichtdicke	Be-Packung	Korrektur für endliche Schichtdicke	Korrigierte Schichtdicke	Angenommene Neutronenzahl der Vergleichs-α-Quelle	Angenommene Zahl der γ-Quanten pro Zerfallsakt	Verhältnis von γ- zur α-Quelle	Neutronenausbeute pro cm in Proz. der α-Quelle	Mittlerer Querschnitt: Nach Verfassern	Mittlerer Querschnitt: Neu berechnet[1]	Bemerkungen und Literatur
		$\bar{r}$	ϱ/ϱ_0	$1-f_{abs}$	$\bar{r}_{eff}\cdot f_{abs}$	$N_\alpha \cdot 10^{-4}$	η_γ	γ	φ	$\bar{\sigma}\cdot 10^{28}$	$\bar{\sigma}\cdot 10^{28}$	
		in cm		Proz.	in cm	neutr / sec.mCurie		Proz.	Proz./cm	in cm²	in cm²	
1. Gentner	$RaB+C$					1260 [für $(P_0\alpha+Be)$]	(0,332)			2		Nicht mit Amaldi-Fermi-Methode (3) Vergleich mit $(P_0\alpha+Be)$
2. Fleischmann und Gentner	$\frac{RaB+C}{ThC}$							$\frac{\gamma_{Ra}}{\gamma_{Th}}=1{,}27$ (für gleiche γ-Intensität)	$\frac{\varphi_{Ra}}{\varphi_{Th}}=1{,}27$	$\frac{\sigma_{Ra}}{\sigma_{Th}}=1{,}15\pm 0{,}05$		Relativmessung von Ra/Th-Quelle (20)
3. Rusinow und Sagaidak	$RaB+C$	3,0				(0,5)	0,332		12,2 ± 3,0	4 ± 1	19,7 ± 5	AusVergleichen der Bjerge-Westcott-Außenkurven und durch chemische Abtrennung von Radiomangan (4)
4. Rusinow und Sagaidak	ThC	3,0				(0,5)	1			2 ± 0,5	9,0 ± 2,3	
5. Houtermans, Fomin, Leipunsky, Dementij usw.	$RaB+C$	3,0	0,535	5,93	1,510	2,5	0,332	12,6 ± 1,2	8,37 ± 0,8	13,7 ± 3,0		Nach Korrektur der Rechenfehler in (5), (6) Amaldi-Fermi-Kurve
5a. Dieselben, mit η_n der Vergleichs-α-Quelle = 85 + 8,5 Proz.								10,75 ± 1,5	7,12 ± 1,0		11,5 ± 2,4	
6. v. Halban	ThC					2,3	1			3,1 ± 0,4	3,0 ± 0,4	Amaldi-Fermi-Kurve (7)
7. Frisch, v. Halban und Koch	$RaB+C$	0,912	0,358	1,20	0,322	2,0	0,332	3,90	12,1	15,8	19,5	Amaldi-Fermi-Kurve (8)
8. Ollano, Absolutmessung	$RaB+C$	4,52	0,316	5,29	1,356	2,2	$N_\gamma = 2000 \pm 400$ neutr / sec mCurie		1470 ± 300 neutr / cm sec mCurie		10,8 ± 2,2	Amaldi-Fermi-Kurve (9)
9. Ollano, Relativmessung	$RaB+C$	4,52	0,316	5,29		2,2	—	9,1 ± 2,2	6,70 ± 1,6	—	10,8 ± 2,6	Amaldi-Fermi-Kurve (9)
10. DieseArbeit, Amaldi-Fermi-Kurve	$RaB+C$	3,39	0,518	6,48	1,641	2,2	0,296	8,81 ± 0,71	5,39 ± 0,45	—	8,69 ± 1,5	Amaldi-Fermi-Kurve
11. Diese Arbeit, Au-Integrator	$RaB+C$	3,39	0,518	6,48	1,641	2,2	0,296	8,96 ± 0,46	5,46 ± 0,3	—	8,83 ±1,42	Integrator
12. Diese Arbeit, gew. Mittel aus Nr. 5a, 10, 11	$RaB+C$	3,39	0,518	6,48	1,641	2,2	0,296	8,96 ± 0,45	5,46 ± 0,29	—	8,83 ± 1,41	Für γ Mittel aus Nr. 10 und 11

1) Neu berechnet mit $N = 2{,}2 \cdot 10^3$ neutr/sec mCurie und $\eta_\gamma = 0{,}296$.

wenn η_{α} für die damals verwendete α-Vergleichsquelle zu $85 \pm 8{,}5$ Proz. gesetzt wird aus der älteren Messung, und $\bar{\sigma} = 8{,}64 \pm 1{,}5 \cdot 10^{-28}$ cm² aus der neueren Messung der Amaldi-Fermi-Kurve. Aus der wesentlich genaueren Messung mittels der Integralindikatoren folgt

$$\bar{\sigma} = 8{,}83 \pm 1{,}41 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2.$$

Tabelle V gibt in der letzten Spalte eine Übersicht über die Wirkungsquerschnitte nach diesen Messungen und nach denen anderer Autoren, so weit sie dem Verfasser bekanntgeworden sind, wobei diese unter Benutzung der genannten Werte von N_{α} und $\eta_{\beta\gamma}$ umgerechnet sind. Die Genauigkeit von $\bar{\sigma}$ ist im wesentlichen heute durch die ungenaue Kenntnis des Neutronen-Nutzeffekts der α-Vergleichsquelle, also von N_{α} und $\eta_{\beta\gamma}$ gegeben. Zur Bestimmung des letzteren wäre eine Erneuerung der schon recht alten Messung von Ellis und Wooster für die Gesamtenergie der harten γ-Strahlen des *RaCC'* sehr wünschenswert. In Tabelle V sind außerdem zum Vergleich noch einige Angaben über den Kernphotoeffekt am Beryllium mit γ-Strahlen des *ThC* mit aufgenommen. Als Ergebnis unserer Messungen möchten wir die Werte

$$q = 5{,}458 \pm 0{,}029 \text{ Proz. cm}$$

und

$$\bar{\sigma} = 8{,}83 \pm 1{,}41 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

als gewogenes Mittel der neuen Bestimmungen betrachten. Die Überlegenheit der Messungen mit den Integralindikatoren über die punktweise Ausmessung der Amaldi-Fermi-Kurve beruht darauf, daß gerade bei großen Entfernungen r von der Quelle die Intensitäten schon recht klein sind, aber gerade diese Punkte wegen des Faktors r^2 im Volumenelement sehr wesentlich zum Werte des Integrals $\int_{r_1}^{\infty} A_r \cdot r^2 dr$ beitragen.

Eine genauere Messung, insbesondere eine Absoluteichung von N_{γ} sowie eine Untersuchung der Energieabhängigkeit von $\eta_{\beta\gamma}$ ist in Zusammenhang mit Arbeiten zur Ausarbeitung eines Neutronenstandards in Aussicht genommen.

Für wertvolle Unterstützung in der Arbeit, durch freundliche Überlassung von Emanationspräparaten und Neutronenquellen sind wir der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, besonders den Herren Dr. C. F. Weiß und Dr. H. Beuthe, und für die Überlassung der unveröffentlichten Werte von $\eta_{\beta\gamma}$ Herrn Dr. Flammersfeld zu besonderem Dank verpflichtet. Herrn M. v. Ardenne danken wir für die Ermöglichung dieser Arbeit.

Literaturverzeichnis

1) Szilard und Chalmers, Nature **134**, 494, 1934.
2) Brasch, Lange, Waly, Banks, Chalmers, Szillard und Hopwood, Nature **134**, 880, 1934.
3) W. Gentner, C. R. **200**, 310, 1935.
4) L. J. Rusinow und Sagaidak, Physik. Zeitschrift d. Sowj.-Union **10**, 203, 1936.
5) Dementij, Leipunsky und Maslow, Physik. Zeitschr. d. Sowj.-Union **12**, 764, 1937.
6) Dieselben, Journ. exper. theor. Phys. (russ.) **8**, 122–123, 1938.
7) v. Halban, C. R. **206**, 1170, 1938 (M. 15).
8) Frisch, v. Halban und Koch, Math. Fys. Medd. Kgl. Danske Vid. Selsk. **15**, Nr. 10, 1938.
9) Z. Ollano, Nuov. Cim. (N. S.) **15**, 604, 1938 (Nr. 10).
10) E. Amaldi und E. Fermi, Phys. Rev. **50**, 899, 1936.
11) Mamasachlisow, Physik. Zeitschr. d. Sowj.-Union **10**, 213, 1936.
12) Widerøe, Arch. f. El.-Techn. **21**, 387, 1928.
13) Walton, Proc. Cambr. Phil. Soc. **25**, 469, 1929.
14) Kerst, Phys. Rev. **58**, 841, 1940; **59**, 933, 1941; **60**, 47, 1941.
15) Houtermans, Physik. Zeitschr. **43**, 496, 1942.
16) Ellis und Aston, Proc. Roy. Soc. (A) **129**, 180, 1930.
17) Ellis und Wooster, Phil. Mag. **50**, 521, 1925.
18) Latyschew, Kompanejetz, N. P. Borisov und Gusak, Journ. exper. theor. Phys. (russ.) **10**, 996, 1940 (Nr. 9–10).
19) Rutherford, Chadwick und Ellis, Radiations from Radioactive Substances, Cambridge 1930, S. 509.
20) Fleischmann und Gentner, Zeitschr. f. Phys. **100**, 440, 1936.

Berlin, 27. November 1942.

(Eingegangen 4. Februar 1943)

Zum Entstehen des Elektronenmikroskops

Von E. Brüche

Die gemeinsame Auszeichnung der auf dem Gebiet der Elektronenmikroskopie an erster Stelle stehenden Forscher durch die Preußische Akademie der Wissenschaften bedeutete einen Ausgleich der Unstimmigkeiten, wie sie bei bedeutungsvollen Fortschritten leicht aufzutreten pflegen. Trotzdem sind die Diskussionen über die Frage, ob einzelnen Forschern bzw. Entwicklungsstellen nicht doch ausschließlich die Verdienste zukämen sowie über manche Einzelfragen nicht verstummt. Dabei sind offenbare Irrtümer, Einseitigkeiten und Auslassungen, die bereits von uns klargestellt waren, wiederholt, und es sind unsere Einwände schweigend übergangen worden. Wir halten es weder für zeitgemäß noch aussichtsreich, die Detaildiskussionen wieder aufleben zu lassen und haben daher bereits im vergangenen Jahre nicht mehr erneut widersprochen.

Doch auch der fehlende Widerspruch hat derartige Betrachtungen nicht zum Verschwinden gebracht. Wir glauben daher der Sache zu dienen, wenn wir an dieser Stelle noch auf zwei Tatsachen hinweisen, die einerseits bei der Beschäftigung mit den Einzelheiten leicht übersehen werden, andererseits aber für den Sinn der ganzen Diskussion von größter Wichtigkeit sind: Wir werden konstatieren, daß bis zur Physikertagung über Elektronenoptik, die im Jahre 1936 stattfand, über die Entwicklung des Gebietes in den Grundzügen Klarheit und Einigkeit bestand. Wir werden ferner konstatieren, daß die großen Verdienste, die sich die Technische Hochschule Berlin (Matthias, Knoll und Ruska) und die Siemens & Halske AG. (Ruska und v. Borries) erworben haben, von uns stets anerkannt wurden.

Die volle Anerkennung der Verdienste der magnetisch orientierten Entwicklungsgruppe durch uns und die Ablehnung weiterer Auseinandersetzungen über derartige Fragen bedeutet selbstverständlich nicht, daß wir unsere wohlbegründeten Ansprüche auf die Erschließung wesentlicher Teile der geometrischen Elektronenoptik aufgeben. Wir glauben vielmehr, daß die Ergebnisse, die wir in mehr als zehnjähriger Arbeit erzielten, so bekannt sind, daß sie uns diese Einstellung ermöglichen.

C. Ramsauer

Aus Veröffentlichungen der letzten Monate, die mit gleichem Sinn in mehreren Zeitschriften erschienen sind, kann der Eindruck entstehen, als ob über die Anfänge der elektronenoptischen Entwicklung Unklarheiten beständen. Wenn man jedoch die älteren Arbeiten – etwa bis zur Physikertagung über Elektronenoptik im Jahre 1936 – durchsieht, findet man, daß die beiden damals an der Erschließung des Gebietes arbeitenden Forschungs- und Entwicklungsstellen, die Technische Hochschule Berlin und das AEG-Forschungs-Institut, sich über diese Fragen einig waren. Diese Behauptung sei in dem ersten Abschnitt vorliegender Notiz belegt und durch einige historische Tatsachen, die leicht in Vergessenheit geraten, ergänzt. In dem zweiten Abschnitt sei die Einstellung des AEG-Forschungs-Instituts zu den erwähnten neueren Veröffentlichungen wiedergegeben.

I. Ältere Entwicklung des Elektronenmikroskops

1. In allen Veröffentlichungen wird übereinstimmend festgestellt, daß H. Busch die magnetische Elektronenlinse auf theoretischem Wege fand und damit der Begründer der geometrischen Elektronenoptik geworden ist. Busch selbst hat anschließend mit magnetischen Linsen Untersuchungen über die Gültigkeit des Linsengesetzes durchgeführt, sein Schüler Wolf u. a. das Bild eines Fadenkreuzes in durchfallender Elektronenstrahlung erzeugt und zu Messungen benutzt.

2. Über die Arbeiten der Technischen Hochschule Berlin, in denen die Erkenntnisse von Busch weiter verfolgt wurden, sagten 1932 Brüche und Johannson (Naturwiss. **20**, 354, 1932) in einer Arbeit[1]) aus dem AEG-Forschungs-Institut:

„Zwei Wege führen zu dem Ziel, ein Elektronenmikroskop zu bauen entsprechend den beiden Möglichkeiten, eine Elektronenlinse auf magnetischem und elektrischem Wege herzustellen. Die beiden Wege sind *gleichzeitig und unabhängig* von Knoll und Ruska einerseits (magnetisches Mikroskop), von den Verfassern andererseits (elektrisches Mikroskop) beschritten worden."

3. Über die Arbeiten des AEG-Forschungs-Instituts, die ebenfalls durch die Erkenntnisse von Busch angeregt wurden, sagte 1934 Ruska (Zeitschr. f. Phys. **89**, 90, 1934) bei der Veröffentlichung[2]) seines magnetischen Objektivs für das hochvergrößernde Durchstrahlungsmikroskop in einer Arbeit aus dem Hochspannungs-Institut der Technischen Hochschule Berlin (Vorstand: A. Matthias):

„Das Gegenstück zu diesem magnetischen Mikroskop wurde davon *unabhängig zu gleicher Zeit* von Brüche und Johannson entwickelt, die das elektrische Feld zwischen ringförmigen, den Strahl koaxial umgebenden Elektroden als Linse für die Kathodenstrahlen benutzten (elektrisches Mikroskop)."

4. Über die ältere Entwicklung bis zur Physikertagung 1936 in Salzbrunn, die dem Thema „Geometrische Elektronenoptik" gewidmet war, führte H. Busch zusammenfassend in seinem Hauptreferat aus, nachdem er seine Rechnungen, die zur Erschließung der geometrischen Elektronenoptik geführt hatten, referiert hatte:

„Soviel über die Grundlagen. Sie wurden 1926/27 im Hinblick auf die magnetische Konzentrierung von Kathodenstrahlen entwickelt, nur die in ihnen enthaltene Folgerung der Existenz der elektrischen Linse als selbständigen Abbildungsorgans wurde damals noch nicht gezogen, diese Möglichkeit wurde vielmehr erst 1931/32 unabhängig von Davisson und Calbick einerseits und Brüche und Johannson andererseits erkannt.

Mit diesen Grundlagen stand die Elektronenoptik aber erst auf dem Papier. Die wirkliche, lebendige Elektronenoptik wurde erst geschaffen durch die experimentellen

1) Originaltext ohne Kursivsatz und ohne die Klammern. Literaturhinweise sind in allen Originalzitaten fortgelassen.

2) Originaltext ohne Kursivsatz.

Arbeiten, die von 1931 an auf der einen Seite von Knoll, Ruska und Mitarbeitern im Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin, auf der anderen Seite von Brüche und Mitarbeitern im AEG-Forschungs-Institut ausgeführt wurden. Beide Gruppen zeigten erstmalig Abbildungen ausgedehnter Objekte mit Elektronenlinsen, die ersteren mit magnetischen, die letzteren mit elektrischen Linsen; beide bauten durch Kombination von zwei Linsen Elektronenmikroskope, wobei insbesondere Ruska mit dem magnetischen Mikroskop außerordentlich hohe Vergrößerungen erzielte; beide Gruppen wandten ihre Elektronenmikroskope zur Untersuchung der Struktur der emittierenden Kathodenoberfläche an, eine Methodik, die namentlich Brüche mit seinen Mitarbeitern zu großer Vollkommenheit entwickelte. Gleichzeitig wurde die Theorie, vor allem durch die Arbeiten von Scherzer und Glaser, ausgebaut und verfeinert. Durch alle diese Arbeiten wurde die Entwicklung so gefördert, daß bereits Anfang 1934 eine systematische Darstellung des Gesamtgebietes in Gestalt des Buches von Brüche und Scherzer erscheinen konnte."

5. Zusammenfassend ist festzustellen: Die an der ersten Entwicklung der Elektronenoptik und Elektronenmikroskopie Hauptbeteiligten Busch, Ruska und Brüche haben in den zitierten Aussprüchen den unmittelbaren Eindruck der kurz zuvor erlebten Entwicklung niedergelegt. Sie brachten gleichsinnig zum Ausdruck, daß, ausgehend von den Erkenntnissen, die Busch erzielt hatte, einerseits die Berliner Technische Hochschule, insbesondere das Hochspannungs-Institut, andererseits das AEG-Forschungs-Institut, das Gebiet unabhängig, gleichzeitig und auf verschiedenen Wegen experimentell erschlossen haben. Es ist kein Grund erkennbar, die Richtigkeit dieser Tatsachen heute, viele Jahre später, in Frage zu stellen.

Ergänzend sei noch hinzugefügt: Der Gedanke, Korpuskularstrahlen zur Überschreitung der lichtoptischen Auflösungsgrenze zu benutzen, ist bereits in der 1929 erschienenen Patentschrift von Stintzing über jenes Verfahren enthalten, das wir heute Rasterübermikroskop nennen. Die überzeugende Überschreitung der lichtoptischen Auflösungsgrenze und ein überzeugender experimenteller Hinweis auf die Aussichten der Übermikroskopie erfolgte durch Krause (teils zusammen mit Beischer), nachdem Krause apparative Verbesserungen am Elektronenmikroskop von Ruska durchgeführt und Driest und Müller bereits einen merklichen Fortschritt erzielt hatten. Dadurch hat Krause der bereits ins Stocken geratenen Entwicklung einen neuen wichtigen Impuls gegeben. –

6. Die Preußische Akademie der Wissenschaften verlieh Mitte 1941 je drei an der Entwicklung des Elektronenmikroskops beteiligten Wissenschaftlern der beiden genannten ältesten Entwicklungsstellen die silberne Leibniz-Medaille[3]. Dieser Beschluß steht im Einklang mit den oben wiedergegebenen Erklärungen der Hauptbeteiligten an der älteren Entwicklung. Der Beschluß bedeutet eine Anerkennung für alle überhaupt beteiligten Forschungs- und Entwicklungsstellen[4], eine Anerkennung, der die Akademie durch ihren Präsidenten Prof. Th. Vahlen mit folgenden Worten Ausdruck verlieh[5][6]:

> „Es würde zu weit führen, wenn ich hier im einzelnen auf die Verdienste, die jeder von Ihnen, meine Herren, um die Entwicklung des Elektronenmikroskops hat, eingehen würde. Sie haben alle, zum Teil in gemeinsamer Arbeit, die großartige Entwicklungsarbeit geleistet, welche notwendig war, um das Elektronenmikroskop dazu zu machen, was es heute in jeder seiner Ausführungen ist: ein Meisterwerk der wissenschaftlichen Technik."

II. Unsere Einstellung

1. So weit der eindeutige Tatbestand. Vor dem Beschluß der Akademie hatten wir Anfang 1941 einer stark abweichenden Darstellung über diese Fragen widersprochen[7]. Zu den seither erschienenen, von dem in Teil I dieser Notiz zusammengestellten Material abweichenden Dar-

3) Ferner erhielt Baron v. Ardenne, der besonders in neuerer Zeit wesentliche Beiträge zur Elektronenmikroskopie beigetragen hat, die silberne Leibniz-Medaille.

4) Zwei Mitarbeiter von Prof. Matthias leiten seit 1937 das Laboratorium für Elektronenoptik der Siemens & Halske AG. Die Akademie hat daher auch die Verdienste dieser Forschungs- und Entwicklungsstelle anerkannt, deren großes Verdienst es ist, das magnetische Übermikroskop nach Ruska als erstes Übermikroskop auf den Markt gebracht und bei der Durchsetzung der Übermikroskopie Wesentliches geleistet zu haben.

5) Jahrbuch der Preußischen Akademie, S. 249, 1942.

6) Anm. b. d. Korr.: Ausführungen, die kürzlich durch O. v. Auwers (Berlin-Siemensstadt) und Th. Vahlen (Berlin) in den „Forschungen und Fortschritte" **18**, 291, 1942, dem Organ des Reichsforschungsrates, veröffentlicht wurden, sind nicht als eine ergänzende Äußerung der Akademie oder des Reichsforschungsrates aufzufassen.

7) E. Brüche, in dem Anhang des Buches „Elektronengeräte" (Springer, 1941): „Hinweis auf einige Abweichungen in der Darstellung dieses Buches von der Darstellung der Herren v. Borries und Ruska über Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen in den Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften 19, 1940."

stellungen haben wir uns nicht mehr polemisch geäußert. Wir haben uns vielmehr bemüht, die Notwendigkeit deutschen Burgfriedens zu betonen, auf Irrtümern beruhende Gegensätze aufzuklären und ausgleichend zu wirken.

2. Die außerordentlichen und unbestreitbaren Verdienste, die sich die Forschungs- und Entwicklungsstellen der Technischen Hochschule Berlin durch ihre bahnbrechenden Arbeiten erworben haben, haben auch wir stets anerkannt. Sie sind durch die Originalveröffentlichungen ebenso eindeutig festgelegt wie unsere eigenen Entwicklungsbeiträge, über die aus der Literatur hervorgeht:

Die Elektronenoptik mit elektrischen Linsen ist von den Anfängen[8]) an, wie sie die einleitend wiedergegebenen Äußerungen von Busch und Ruska zum Gegenstand haben, bis zum heutigen Durchstrahlungsübermikroskop mit elektrischen Linsen durch Mitarbeiter des AEG-Forschungs-Instituts aufgebaut worden. Ferner sind praktisch[9]) alle Methoden der Oberflächenmikroskopie von der Mikroskopie von Glühkathoden über die emissionsmikroskopischen Strukturbilder und die Mikroskopie mit lichtelektrischen Elektronen bis zu der heutigen Abdruckübermikroskopie von Metallen, Glas usw. durch Arbeiten unseres Instituts erschlossen. Das Durchstrahlungsübermikroskop mit elektrischen Linsen, das zur Erzielung der besten Verhältnisse mit schnellen Elektronen arbeitet, und das Emissionsübermikroskop, wenn elektrische oder wenn magnetische Linsen zur Verwendung kommen, ist in unserem Institut verwirklicht worden, obwohl die Schwierigkeiten manchen Fachleuten unüberwindbar schienen. Die Arbeiten zur Abbeschen Theorie und das Schattenübermikroskop von Boersch seien als Einzelbeiträge zur allgemeinen Entwicklung besonders genannt. Wir haben darüber hinaus unsere Aufgabe in einem organischen Aufbau des Gebietes der geometrischen Elektronenoptik gesehen, deren Terminologie und Theorie wir bestimmend beeinflußten[10]).

3. Bei dieser Erwähnung von Beiträgen, die teils neueren Datums sind, dürfen die hervorragenden Arbeiten der Siemens & Halske AG., aber auch des Laboratoriums v. Ardenne, nicht unerwähnt bleiben. Dank der Initiative der Siemens & Halske AG. entstand in dem 1936/37 gegründeten Laboratorium für Elektronenoptik (Leitung: v. Borries und Ruska) das erste einsatzbereite Übermikroskop, das für die Durchsetzung der Übermikroskopie größte Bedeutung gehabt hat, ein Übermikroskop mit magnetischen Linsen. Besonders hingewiesen sei auch auf das durch seine hohe Auflösung und vielerlei Möglichkeiten höchst wertvolle Universalübermikroskop des Laboratoriums v. Ardenne, das mit der Siemens-Entwicklung in engem Zusammenhang steht.

4. Zusammenfassend sei hier wiedergegeben, was wir in der Pressenotiz vom 13. März 1940 anläßlich der allgemeineren Bekanntgabe unseres elektrostatischen Übermikroskops über die Entwicklungen der Technischen Hochschule Berlin, der Siemens & Halske AG. und des AEG-Forschungs-Instituts der größeren Öffentlichkeit zur Kenntnis gaben:

„Da man in der Elektronenoptik elektrische und magnetische Linsen besitzt, hat man entsprechend auch ein elektrisches und ein magnetisches Übermikroskop für Durchstrahlungsaufnahmen entwickelt. Beide Geräte liegen heute vor, beide sind in den Hauptzügen in Deutschland entwickelt worden.

Das magnetische Übermikroskop stammt aus dem Hochspannungslaboratorium der Berliner Technischen Hochschule, wo es nach Vorarbeiten von Dr. Knoll und Dr. Ruska 1934 von Dr. Ruska gebaut wurde. Krause verbesserte das Instrument und zeigte 1936/37 gemeinsam mit Dr. Beischer die Erreichung und Überschreitung der Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops. Die beiden Forscher erreichten bereits zehnmal so scharfe Bilder, wie sie im besten Lichtmikroskop möglich sind. Bei der Firma Siemens & Halske, die 1937 durch Dr. Ruska zur Aufnahme dieser Entwicklungen angeregt wurde, haben dann Dr. v. Borries und Dr. Ruska dem Instrument eine technische Form gegeben.

8) Das gilt auch hinsichtlich der Einzellinse, wie sie heute für das elektrostatische Übermikroskop benutzt wird, eine Linsenform, die wir aus dem Felddurchgriffsprinzip ableiteten, als „Einzellinse" bezeichneten, als Linse und Spiegel diskutierten, theoretisch behandelten und experimentell untersuchten. Hinsichtlich des Schutzrechts von Knoll (DRP. 690809 vom 10. November 1929) kann dabei offen bleiben, ob der beanspruchten „Konzentrationsanordnung beim Oszillographen", die Elektronenmikroskop und Linsenbegriff noch nicht kennt, gegenüber der später erkannten elektrischen Elektronenlinse eine größere Bedeutung zugemessen werden darf, als der Wiechertschen Konzentrationsspule gegenüber der magnetischen Elektronenlinse von Busch zugemessen wird. Es kann auch späteren Diskussionen überlassen bleiben, ob dieses Schutzrecht für die Entwicklung Bedeutung gehabt hat, da es erst 1933 ausgelegt, erst 1940, viele Jahre nach Abschluß der Entwicklungen über die Einzellinse, gedruckt wurde und da es die Form der Einzellinse, auf die es hier ankommt, in den ursprünglich eingereichten Unterlagen überhaupt nicht enthält.

9) Die einzige wichtigere Ausnahme bildet das zur Zeit noch wenig benutzte Rückstrahlungsverfahren.

10) E. Brüche und O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, Springer, 1934; E. Brüche und A. Recknagel, Elektronengeräte, Springer, 1941.

Das elektrostatische Übermikroskop ist, beginnend von dem ersten elektrostatischen Abbildungssystem, ganz im AEG-Forschungs-Institut entstanden. Nachdem der elektrische Zweig der Elektronenoptik im AEG-Forschungs-Institut theoretisch und praktisch entwickelt war, konnten Dr. Boersch und Dr. Mahl aufbauend auf der zehnjährigen Tradition des Laboratoriums die elektrische Hochspannungslinse und schließlich Dr. Mahl das elektrostatische Übermikroskop entwickeln. Das magnetische und das elektrostatische Übermikroskop haben heute praktisch gleiche Leistung. Das Auflösungsvermögen beider Geräte mit 5 mμ und 8 mμ weist 20mal stärkere Leistungen auf als das Lichtmikroskop."

5. Die Originalveröffentlichungen vermitteln über alle vorstehend angeschnittenen Fragen ein klares Bild. Trotzdem sind heute über Einzelheiten, die zum Teil mehr als zehn Jahre zurückliegen, Diskussionen entstanden. Wir glauben, daß auch die Fachgenossen ebenso wie wir heute im vierten Kriegsjahr für solche Diskussionen noch weniger Verständnis haben werden als bisher. Daher sehen wir davon ab, auf die neuerlichen Betrachtungen dieser Art – gleich, ob sie von den betreffenden Autoren selbst oder von minder gut Orientierten kommen – einzugehen und zu ihnen in den Einzelheiten Stellung zu nehmen. Trotzdem hoffen wir, daß sich die Physiker mit uns der Einstellung anschließen, welche die Preußische Akademie der Wissenschaften durch die Auszeichnung von Wissenschaftlern aller beteiligten Forschungs- und Entwicklungsstellen zu erkennen gegeben hat.

Die Fachgenossen werden uns zustimmen, wenn wir – nunmehr zum dritten Male in den letzten Jahren – auf die Mahnung des Optikers Bonanni hinweisen, die wie vor 250 Jahren auch heute gilt:

„Weg also mit den akademischen Streitereien, wodurch die redlichen Bestrebungen so mancher Künstler, verschiedene Mikroskope zu konstruieren, als überflüssig beurteilt werden! Ich wenigstens möchte allen die gebührende Anerkennung zollen, wenn nur ihre Arbeiten exakt und vollendet sind."

Berlin-Reinickendorf, AEG-Forschungs-Institut, im November 1942.

(Eingegangen 27. November 1942)

NACHRICHTEN

Gründung der DECHEMA-Arbeitsgemeinschaft Colorimetrie. Die Forschungs- und Beratungsstelle für physikalisch-chemische Betriebskontrolle der DECHEMA (F. B. B. K.) hat gemeinsam mit der Arbeitsgruppe für analytische Chemie im VDCh. die DECHEMA-Arbeitsgemeinschaft Colorimetrie ins Leben gerufen. Das Ziel dieser Arbeitsgemeinschaft ist es, zwischen wissenschaftlicher Forschung, Meßgerätebau und analytischer Laboratoriumspraxis den Austausch gesicherter Erfahrungen auf mündlichem und schriftlichem Wege zu fördern und offene und ungelöste Fragen gemeinsam zu bearbeiten. Die DECHEMA-Arbeitsgemeinschaft Colorimetrie hat bereits zur Lösung wichtiger Probleme einen Erfahrungsaustausch in Form konkret formulierter Fragen eingeleitet. Es steht jedem Fachgenossen, der an der Förderung der oben erörterten Ziele interessiert ist, frei, sich an diesen Arbeiten zu beteiligen und sich über Einzelheiten bei der F. B. B. K. der DECHEMA, Frankfurt a. M., Bismarckallee 25, Dechemahaus, zu unterrichten.

Dozenten: An der Universität Göttingen Dr. Franz Fehér (bisher an der Technischen Hochschule Dresden) für anorganische und analytische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Erich Fischer für Physik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Friedrich Rogowski für allgemeine Chemie, an der Universität Göttingen Dr. Kurt Magnus für Mechanik und Dr. Ernst Witte für medizinische Physik, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Werner Holzmüller für physikalische Chemie, an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Leopold Körner für organische Chemie und Biochemie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Fritz Reutter für Mathematik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Alfred Hinz für technische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Friedrich Gondolatsch für Astronomie und Dr. Ulrich Westphal für Chemie, an der Universität Wien Dr. Otto Hromatka für organische Chemie.

Ernannt: Der ordentliche Professor für theoretische Physik an der Universität Leipzig Dr. Werner Heisenberg in gleicher Eigenschaft an die Universität Berlin im Zusammenhang mit seiner Berufung als Direktor am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Berlin-Dahlem, der wissenschaftliche Mitarbeiter der Optischen Werke Carl Zeiss in Jena Dr. Kurt Schwidefsky zum ordentlichen Professor für Vermessungskunde und Photogrammetrie an der Technischen Hochschule Dresden, der außerplanmäßige Professor an der Universität Wien Dr. Jörn Lange zum außerordentlichen Professor für physikalische Chemie daselbst, der außerplanmäßige Professor an der Technischen Hochschule Wien Dr. Franz Knoll zum außerordentlichen Professor für Mathematik ebenda, der wissenschaftliche Assistent Dr. Ulrich Baehr zum Observator am Kopernikus-Institut der Universität Berlin, der Dozent Dr. Karl Friedrich von Weizsäcker an der Universität Berlin zum außerordentlichen Professor für theoretische Physik an der Universität Straßburg, der außerordentliche Professor für Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Werner von Koppenfels zum ordentlichen Professor an derselben Hochschule.

Lehrauftrag: An der Technischen Hochschule Darmstadt der wissenschaftliche Assistent Dr. Heinz Thomas für Sondergebiete der Geometrie.

Gestorben: Der Assistent am Physikalischen Institut der Universität Greifswald Dr. W. Funk (im Osten gefallen), das Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Biophysik in Frankfurt a. M. Dr. Alexander Janitzky.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany.